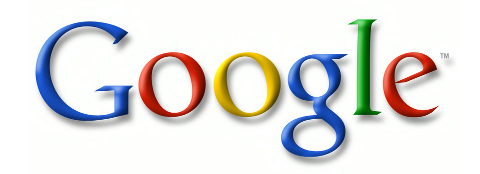




PAA
Annalen









ANNALEN

DER

PHYSIK,

NEUE FOLGE.

HERAUSGEGEBEN

VON

LUDWIG WILHELM GILBERT.

DR. D. PH. U. MED., ORD. PROF. D. PHYSIK U. CHEMIE ZU HALLE, MITGLIED DER KÖNIGLL. GESS. DER WISS. ZU HAARLEM UND ZU KOPENHAGEN, D. GES. NATURF. FREUNDE IN BERLIN, D. GESS. ZU GRÖNINGEN, HALLE, JENA, MAINZ, POTSDAM U. ROSTOCK, U. CORRESP. MITGLIED D. KÖN. GES. D. WISS. ZU GÖTTINGEN, DER BATAVISCHEN GESELLSCHAFT DER NATURK. ZU ROTTERDAM UND D. KÖNIGL. BAYERSCHEN AKADEMIE D. WISS. ZU MÜNCHEN.

DRITTER BAND.

NEBST VIER KUPFERTAFELN.

LEIPZIG,

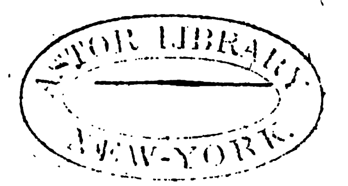
BEI JOH. AMBROSIUS BARTH,

1809.

ANNALEN

DER

PHYSIK.



HERAUSGEGEBEN

VON

LUDWIG WILHELM GILBERT

DR. D. PH. U. MED., ORD. PROF. D. PHYSIK U. CHEMIE ZU HALLE, MITGLIED DER KÖNIGLL. GESS. DER WISS. ZU HAARLEM UND ZU KOPENHAGEN, D. GES. NATURF. FREUNDE IN BERLIN, D. GESS. ZU GRÖNINGEN, HALLE, JENA, MAINZ, POTSDAM U. ROSTOCK, U. CORRESP. MITGLIED D. KÖN. GES. D. WISS. ZU GÖTTINGEN, DER BATAVISCHEN GESELLSCHAFT DER NATURK. ZU ROTTERDAM UND D. KÖNIGL. BAYERSCHEN AKADEMIE D. WISS. ZU MÜNCHEN.

DREI UND DREISSIGSTER BAND.

NEBST VIER KUPFERTAFELN.

LEIPZIG,

BEI JOH. AMBROSIUS BARTH

1809.

INHALT.

Jahrgang 1809, Band 3.

Erstes Stück.

Zweites Stück.



Drittes Stück.

ANNALEN DER PHYSIK.

JAHRGANG 1809, NEUNTES STÜCK.

I.

THEORIE DER KRAFT,

welche in den Haarröhren und bei ähnlichen Erſcheinungen wirkt;

von

P. S. La Place,

Kanzler des Senats,

Groſs-Officier der Ehrenlegion und Mitgl. des Nat. Inſtit.

Frei überſetzt, mit einigen Anmerkungen,

von

Brandes und Gilbert.

Herr La Place hat ſeine Theorie der haarröhren-artigen Erſcheinungen als ein Supplement zu dem zehnten Buche ſeiner *Mechanik des Himmels*, (welches Buch den vierten Band des berühmten Werkes beſchlieſst,) ſpäter als dieſen Band ſelbſt bekannt gemacht. Zuerſt erſchien einzeln und mit einem beſondern Titelblatt verſehen: *Théorie de l'action capillaire*, *par Mr. La Place*, *Paris*, 23. *Avril* 1806, 62 *S.* q. 1 Kpſtfl.; und das Jahr darauf: *Supplément à la Théorie de l'action capillaire*, *par Mr. La Place*, *Paris* 1807, 78 *S. q.* Hr. Freiherr von Humboldt, der

damals noch in Berlin lebte, hatte von Hrn. La Place diese Schriften einzeln, so bald sie in das Publikum gekommen waren, zugeschickt erhalten; und er glaubte von diesem Zeichen der Achtung und Freundschaft des grossen Geometers dadurch den besten Gebrauch zu machen, dass er sie, nach eigener Benutzung, mir zur Bearbeitung für die Annalen übergab.

Die *Theorie*, welche ich zuerst von ihm bekam, enthält eine allgemein verständliche Einleitung, die mathematische Darstellung der aus der tiefsten Tiefe der Analysis geschöpften Theorie, und Versuche, welche grössten Theils von Hrn. Hauy, auf Ersuchen des Hrn. La Place, zur Prüfung derselben angestellt sind, und die von diesem letztern in einem besondern Abschnitte auf eine belehrende Art mit den Resultaten der Berechnung zusammen gehalten werden. Das Mathematische der Theorie für die Leser der Annalen zu bearbeiten, wagte ich damals um so weniger, als selbst Herr La Place in dem, was er von ihr im *Journal de Physique*, 1806, *p.* 120., dem Publikum mitgetheilt hat, (nachdem er sie am 23. Dec. 1805 dem Institute vorgelegt hatte,) sich mit sehr allgemeinen Andeutungen der mathematischen Entwickelung begnügt. Ich stellte die Einleitung, die prüfenden Versuche und manches, was in dem Berichte an das National-Institut zu der Einleitung hinzu gefügt war, in ein Ganzes zusammen, und dieses würde der Leser schon vor ein Paar Jahren in den Annalen gefunden haben, wäre nicht inzwischen der interessante Bericht des Herrn Biot von dieser Theorie, den ich voran schicken zu müssen glaubte (*Annalen* J. 1807, St. 3. B. 25. S. 233.), und bald darauf des Hrn. La Place neue Bearbeitung und Erweiterung seiner Theorie erschienen, welche letztere eine Umarbeitung meines Aufsatzes nöthig machte.

Während andere Arbeiten diese verzögerten, erhielt ich von Hrn. Dr. Brandes zu Eckwarden eine Darstellung des Mathematischen der frühern La Place'schen Theorie für diese Annalen zugeschickt. Hr. Brandes hat sich in mehrern Arbeiten, besonders in seiner deutschen Bearbeitung der Euler'schen hydrodynamischen Untersuchungen, als einen vorzüglichen Mathematiker bekannt gemacht, und der Eifer und die Geschicklichkeit, mit denen er seine mühevollen Beobachtungen über die irdische Strahlenbrechung angestellt, und auf sie eine Theorie gebauet hat, haben ihm einen ehrenvollen Rang unter den Naturforschern erworben. Einer Untersuchung, welche mit der Hydrostatik so nahe verwandt ist, und welche so tief in die Physik eingreift, als die Theorie des Herrn La Place über die haarröhren-artigen Erscheinungen in der Natur, konnte unter uns kaum etwas Glücklicheres begegnen, als einen solchen Bearbeiter zu erhalten; es dünkte mir also Pflicht, Herrn Brandes aufzumuntern, uns diese Arbeit vollständig und auf eine dem Originale würdige Art zu geben.

Es gesellten sich hierzu noch einige andere Ueberlegungen. Herrn La Place's Theorie einzeln in einer deutschen Uebersetzung erscheinen zu sehen, dazu ist bei den jetzigen Zeiten auch nicht die entfernteste Aussicht; wird sie auch in den Annalen der Physik auf keine ihrer Wichtigkeit entsprechende Art dargestellt, so wäre es daher leicht möglich, dass ihr unter uns kein günstigeres Schicksal zu Theil würde, als es die Forschungen Coulomb's mit seinen Windungs-Wagen gehabt haben, welche, weil sie in grossen, nur für Wenige zugänglichen, Werken vergraben liegen, und keinen deutschen Bearbeiter gefunden haben, ihres hohen Interesse's ungeachtet unter uns unbenutzt und fast unbekannt geblieben sind. Und doch

ſind die Unterſuchungen des Herrn La Place über die Kraſt, welche in den haarröhren-artigen Erſcheinungen wirkt, von ſo hoher Wichtigkeit für die Phyſik und ſelbſt für die Chemie, daſs in Zukunft ſchwerlich ein Naturforſcher die Reſultate derſelben wird übergehen und nicht wiſſen dürfeu, und daſs es eifrigen Freunden der Naturkunde nicht an Veranlaſſung fehlen wird, ſich eine umſtändliche Einſicht in den Gang zu wünſchen, den Herr La Place genommen hat, um zu ſolchen Folgerungen zu gelangen. Nach meiner Ueberzeugung reicht dazu ein Ueberſchauen der mathematiſchen Entwickelung im Allgemeinen aus, wobei man dieſe nicht gerade ganz zu ergründen braucht, ſondern manches in ihr als hiſtoriſches Datum annehmen kann. Ich halte daher eine lichtvolle Darſtellung dieſer Theorie, *in ihrem ganzen Detail*, nicht für fremdartig für ein Werk, das zwar nach ſeiner Beſtimmung in die Hand von Leſern kommt, von denen der kleinſte Theil dem tiefſinnigen Mathematiker in ſeiner Analyſe mit deutlicher Einſicht wird folgen können, von denen ich aber annehmen darf, daſs ſie jeden neuen Aufſchluſs über die Geheimniſſe der Natur mit regem Geiſte ergreifen, und alſo die Mühe nicht ſcheuen werden, aus dem Ganzen, welches ſie hier finden, ſo viel für ſich heraus zu leſen, als ihnen nützt und frommt. Endlich dünkt es mir keine unbillige Anforderung zu ſeyn, welche die unter uns noch immer zahlreichen Kenner und Freunde des mathematiſchen Studiums an dieſe Annalen machen, daſs auch ihr Intereſſe ſo viel als möglich in dieſen Jahrbüchern wahrgenommen werde, und daſs die Annalen die eingreifendſten Forſchungen aus der mathematiſchen Phyſik nicht übergehen, durch welche die Wiſſenſchaft, wenn auch nicht auf eine ſo glänzende, doch auf eine ſicherere und bleibendere Art erweitert wird, als es

auf den leichter zu durchlaufenden Wegen geschieht, die jetzt, wie immer, die betreteneren sind. Alle diese Gründe haben mich über die Bedenklichkeiten beruhigt, welche die vielen Formeln in mir erregen mussten, und der Gedanke an den Eindruck, den sie auf das größere Publikum machen möchten, in dessen Hände die Annalen als Zeitschrift kommen; und ich wage es getrost, die Theorieen des Herrn La Place über die haarröhren-artigen Wirkungen in der Natur meinen Lesern in einer Bearbeitung vorzulegen, welche auch von der mathematischen Seite vollständig ist. Mögen sie sich durch die gehäuften Integrations- und Functionszeichen und durch die vielen Formeln nicht abhalten lassen, aus dieser Untersuchung (auch wenn das Mathematische ihnen unverständlich wäre) das heraus zu suchen, was für sie ist.

Hr. Dr. Brandes entschloss sich auf mein Ersuchen, das, was er mir zugeschickt hatte, nochmahls umzuarbeiten, um die *Theorie* und das *Supplement* völlig in einander zu verschmelzen, und das Ganze, so weit es den Naturforscher interessirt, vollständig darzustellen; und ich darf hinzu setzen, dass die Untersuchung hier lichtvoller und leichter zu überschauen, als in dem Originale selbst erscheint. Das, was ich schon bearbeitet hatte, überging er, daher ich die zur Einleitung dienenden Betrachtungen über die haarröhren-artigen Wirkungen im Allgemeinen, und den Abschnitt, der die prüfenden Versuche enthält, nach meiner freien nochmahls revidirten Uebersetzung hier seiner Arbeit beigefügt habe. In der Einleitung habe ich vieles aus dem eingeschaltet, was Herr La Place im *Journal de Phys.* von seiner Theorie sagt; in der Darstellung der prüfenden Versuche konnte ich manches abkürzen.

Herr Brandes legt in dem Vorberichte, der auf den gegenwärtigen folgt, selbst Rechenschaft von der

Art ab, wie er das Original in seiner Uebersetzung wieder gegeben hat. Aus der Skizze, die er von der Arbeit der Herrn La Place entwirft, wird der Leser ersehen, dass das Ganze aus vier Haupttheilen besteht, die gewisser Massen (in so fern man von einigen Grundformeln absieht) von einander unabhängig sind. Ich habe diese vier Haupttheile in die vier Stücke der Annalen, welche den 33. Band (oder den 3. Band der Neuen Folge) ausmachen werden, so vertheilt, dass jedes Stück einen dieser Haupttheile vollständig enthalten wird. Was Herr La Place von seinen spätern Untersuchungen dem National - Institute mitgetheilt hat, werde ich bei den übrigen Haupttheilen auf eine ähnliche Art benutzen, als es hier bei dem ersten Haupttheile mit dem frühern Berichte geschehen ist, und als Einleitung werde ich diesen Haupttheilen die populäre Darstellung vorsetzen, welche Herr Biot von den neuern Untersuchungen des Herrn La Place für das grössere Publikum entworfen hat. Ich habe sie (in dieser Absicht) bis jetzt für die Annalen noch nicht benutzt, und sie verhält sich zu jenen Haupttheilen fast eben so, als die Einleitung, welche Herr La Place der *Theorie* vorgesetzt hat, zu seiner frühern Theorie, die den ersten Haupttheil ausmacht. Der Leser wird auf diese Art, in einem einzigen Bande meiner Annalen der Physik, das Ganze unserer freien Uebersetzung dieser sehr wichtigen Untersuchungen des Hrn. La Place beisammen erhalten; ein Grund, warum ich von meinem anfänglichen Vorsatze, davon einige Exemplare als ein eigenes Werk abdrucken zu lassen, in so weit abgegangen bin, dass von solchen Exemplaren nicht mehr vorhanden seyn werden, als ich zu Geschenken für Freunde bestimme.

Gilbert.

Vorerinnerungen von Brandes.

Obgleich man ſchon lange das Aufſteigen flüſſiger Körper in Haarröhrchen, die an beiden Enden offen und in ein unbegrenztes Fluidum eingetaucht ſind, als einen Beweis betrachtet hatte, daſs die Röhre anziehend auf das Fluidum wirke: ſo war es doch niemanden gelungen, die Geſetze dieſer Attraction zu beſtimmen, und daraus Regeln für dieſe Erſcheinungen herzuleiten. Herrn La Place gelang dieſes, und zwar ohne daſs es einer andern Hypotheſe bedurfte, als der ſchon durch Beobachtungen ſehr wahrſcheinlich gemachten, daſs dieſe Attraction mit zunehmender Entfernung ſehr ſchnell abnehme, und ſchon bei den kleinſten für unſere Sinne merklichen Abſtänden unbemerkbar klein werde.

Wenn man das Waſſer in einer gut befeuchteten engen Glasröhre, die in ein weiteres Gefäſs eingetaucht iſt, beobachtet, ſo findet man die Oberfläche in der Röhre nicht nur über die Oberfläche im Gefäſse erhoben, ſondern jene Oberfläche iſt auch concav gekrümmt, und wenn die Röhre cylindriſch iſt, ſo liegt der niedrigſte Punkt der Oberfläche in der Achſe der Röhre. Legt man durch dieſen niedrigſten Punkt der Oberfläche eine horizontale Ebene, ſo ſchneidet ſie einen Meniscus der flüſſigen Maſſe ab; und die Wirkung dieſes Meniscus, oder eigentlich ſeines äuſserſt nahe um die Achſe liegenden Theiles, iſt es, welche den Waſſerfaden, der ſich in der Achſe der Röhre oberhalb des Niveau's der umgebenden Flüſſigkeit befindet, im Gleichgewichte hält; den Meniscus ſelbſt aber muſs man als durch die Röhrenwand gehalten anſehen. Die Unterſuchung

fängt daher mit der Wirkung des Meniscus auf die in der Achse der Röhre befindlichen Wassertheilchen an; es ergeben sich dann Mittel, um die Gestalt der concaven Oberfläche, und endlich, um die Höhe zu finden, zu welcher das Flüssige sich in der Röhre erhebt. Diese Untersuchungen (in meiner Bearbeitung §. 1. bis 7.) machen die Grundlage der Theorie aus, und §. 8. bis 11. sind weiteren Anwendungen auf einzelne Fälle gewidmet; §. 12. beschäftigt sich dann, da bisher alles auf jenen Meniscus zurück geführt war, mit denjenigen Kräften, welche diesen Meniscus selbst erhalten und bilden.

So sehr genügend diese Theorie in aller Hinsicht war, so hielt es doch der scharfsinnige Verfasser der Mühe werth, die Untersuchung noch einmahl auf einem ganz andern Wege anzufangen. Diese neue Untersuchung macht hier den *zweiten Haupttheil* (§. 13. bis 18.) aus. Der Verfasser fängt mit Betrachtung aller Kräfte an, welche auf das Wasser in der Röhre und im Gefäfse wirken, leitet daraus einige der schon oben gefundenen Resultate mit mehrerer Leichtigkeit ab, und fügt neue sehr interessante Untersuchungen hinzu, deren Inhalt zu mannigfaltig ist, um hier näher angeführt zu werden.

Die Untersuchungen §. 19. bis 25., welche hier den *dritten Haupttheil* ausmachen, betreffen das scheinbare Anziehen und Abstofsen, welches man an schwimmenden Körpern bemerkt; die Adhäsion ebener Flächen an einer flüssigen Oberfläche, und die Gestalt eines grofsen, auf einer horizontalen Ebene ruhenden, Quecksilbertropfens.

Endlich enthält der *vierte Haupttheil* Betrachtungen, welche besonders auch für den Chemiker wichtig sind, und tiefe Blicke in das Innere der Körper und in die Natur ihrer Bestandtheile.

Alles dieſes zuſammen iſt der Inhalt der beiden Abhandlungen, die, unter dem Titel: *Théorie de l'action capillaire* und *Supplément à la Théorie de l'action capillaire*, 1806 und 1807 zu Paris erſchienen ſind. So weit dieſe Abhandlungen von mir bearbeitet ſind, habe ich ſie faſt ganz, doch in den mathematiſchen Unterſuchungen, wo es auf das Wort des Autors nicht ſo genau ankommt, frei überſetzt; wenn die Deutlichkeit oder das Bedürfniſs ungeübterer Leſer es forderte, habe ich Erörterungen eingeſchaltet; einige minder wichtige Unterſuchungen habe ich abgekürzt, und einige bloſs mathematiſche Erörterungen habe ich ganz weggelaſſen. Ungeachtet dieſer kleinen Abänderungen kann man, wie ich hoffe, alles als genau dem Sinne des Verfaſſers entſprechend anſehen, und ihn alſo immer als ſelbſt redend betrachten, da ich alle mir eigentlich eigenen Bemerkungen (wozu ich bloſse Erläuterungen der Rechnung, in denen man nicht irren kann, nicht zähle,) als beſondere Anmerkungen beigefügt habe. In der Anordnung der Materien habe ich mir die Freiheit genommen, dasjenige aus dem Supplemente, was zu verwandten Sätzen in der erſten Theorie gehörte, da einzuſchalten, wo es ſich am beſten anſchloſs, z. B. die §§. 5. und 7.; dagegen habe ich aus der *Theorie* die Unterſuchung über das Anziehen ſchwimmender Körper mit demjenigen vereinigt, was im Supplemente ausführlicher darüber vorkommt.

Dieſe Bemerkungen glaubte ich theils zur Einleitung, theils als Erklärung über die Art meiner Bearbeitung voran ſchicken zu müſſen.

H. W. Brandes.

ERSTER HAUPTTHEIL.

Die frühere Theorie und Anwendungen derſelben.

I. Ueber die haarröhren-artigen Wirkungen im Allgemeinen.

Frei überſetzt von Gilbert.

Ich habe in dem zehnten Buche der Mechanik des Himmels die Erſcheinungen betrachtet, welche auf der Kraft der Körper, das Licht zu brechen, beruhen. Dieſe Kraft entſpringt aus der Anziehung, welche ihre kleinſten Theilchen äuſsern; das Geſetz dieſer Anziehung läſst ſich indeſs aus den Erſcheinungen nicht auffinden, da dieſe nicht mehr beſtimmen, als daſs die Wirkungen der Kraft in angeblichen Entfernungen nicht mehr wahrzunehmen ſind. Alle Geſetze der Anziehung, welche dieſer Bedingung entſprechen, genügen gleichmäſsig den verſchiedenen Phänomenen der Strahlenbrechung, welche uns die Erfahrung giebt, und unter denen das vornehmſte das conſtante Verhältniſs iſt, welches ſich bei dem Durchgehen des Lichts durch durchſichtige Körper zwiſchen dem Sinus des Brechungswinkels und dem Sinus des Einfallswinkels zeigt.

Es ist uns bisher nur in diesem Falle (dem des Lichtes) geglückt, jene Art der Attraction einer genauen Analyse zu unterwerfen. Ich will hier den Geometern einen zweiten Fall vorlegen, der durch die Mannigfaltigkeit und Sonderbarkeit der Erscheinungen noch merkwürdiger als der erste ist, und dessen Analyse dieselbe Genauigkeit zuläfst; dieses ist der Fall mit der Kraft, welche in den Haarröhren wirkt *(l'action capillaire).* Die Wirkungen der brechenden Kraft gehören in die Dynamik, und zwar in die Theorie der Projectile; die Wirkungen in den Haarröhren gehören dagegen in die Hydrostatik, oder in die Lehre vom Gleichgewichte der Flüssigkeiten, welche durch sie angehoben oder herab gedrückt werden, nach Gesetzen, die hier zu entwickeln meine Absicht ist.

Clairaut ist der Erste, und bisher der Einzige, der die Erscheinungen in den Haarröhren einer strengen Berechnung unterworfen hat. Er zeigt in seinem Werke über die Gestalt der Erde, wie schwankend und ungenügend die Erklärung ist, welche Jurin von diesen Erscheinungen gegeben hatte, durch Gründe, die sich ebenfalls auf alle übrigen Erklärungen, welche man versucht hat, übertragen lassen, und giebt dann eine genaue Analyse aller Kräfte, die beitragen können, das Wasser in dem Glasröhrchen anzuheben. Seine Theorie, welche er mit aller der Eleganz entwickelt, die diesem vortrefflichen Werke eigen ist, erklärt jedoch die Haupterscheinung nicht vollkommen:

warum nämlich die Höhen, bis zu welchen eine Flüſſigkeit in Haarröhren von gleicher Materie ſteigt, dem Durchmeſſer der Röhrchen verkehrt proportional ſind. Clairaut begnügt ſich mit der Bemerkung, die er nicht beweiſet, daſs es unendlich viele Geſetze der Anziehung geben müſſe, aus denen dieſes Reſultat folgt, wenn man ſie in ſeine Formeln ſubſtituirt. Das Geſetz der Anziehung für dieſen Fall iſt aber gerade der ſchwierigſte und wichtigſte Punkt der Theorie, und unentbehrlich, um alle Erſcheinungen, welche mit denen in den Haarröhren in *eine* Klaſſe gehören, mit ihnen unter dieſelbe Theorie zu vereinigen, wie Clairaut ſich ſehr bald überzeugt haben würde, wäre er zu den haarröhren-ähnlichen Räumen zwiſchen zwei parallelen Ebenen fortgegangen, und hätte er aus ſeiner Analyſe abzuleiten verſucht, warum eine Flüſſigkeit zwiſchen zwei ſolchen Ebenen eben ſo hoch, als in einer Haarröhre ſteht, deren Durchmeſſer noch einmahl ſo groſs als der Abſtand der beiden Ebenen von einander iſt; wofür noch niemand eine Erklärung verſucht hat. Ich bin ſeit langer Zeit bemüht geweſen, dieſem Mangel der Theorie des groſsen Geometers abzuhelfen; endlich haben mich neue Unterſuchungen dahin geführt, nicht bloſs zu erkennen, daſs ein Geſetz dieſer Art wirklich vorhanden iſt, ſondern auch darzuthun, daſs alle Geſetze, welche nur unter der Bedingung gelten, daſs die Anziehung in angeblichen Entfernungen merkbar zu ſeyn aufhört, für die Flüſſig-

keit eine Höhe geben, die dem Durchmesser der Haarröhren verkehrt proportional ist; und dieses hat mich zu einer vollständigen Theorie aller Arten dieser Erscheinungen geführt.

Clairaut nimmt an, die Anziehung der Wände der Haarröhre wirke merkbar bis in die Achse des Röhrchens. Hierin weiche ich von seiner Meinung ab, und glaube vielmehr mit Hawksbee und mit vielen andern Physikern, dass die Kraft der Haarröhren, gleich der strahlenbrechenden Kraft und gleich den chemischen Verwandtschaften, *nur in unmerkbaren Entfernungen* merklich ist. Nach Hawksbee's Beobachtungen steigt das Wasser in Haarröhrchen, wenn ihr innerer Durchmesser derselbe ist, stets bis zu einerlei Höhe, sie mögen aus sehr dünnem oder aus sehr dickem Glase bestehen. Folglich können alle cylindrischen Glasschichten, welche eine angebliche Entfernung von der innern Oberfläche des Röhrchens haben, nichts zum Ansteigen des Wassers in der Haarröhre beitragen, wenn gleich jede derselben einzeln genommen eine in ihr befindliche Flüssigkeit anheben würde. Eine zweite Erfahrung, welche zum Beweise der Richtigkeit jenes Princips dient, ist, dass, wenn man die innere Oberfläche eines Glasröhrchens noch so dünn mit Fett überzieht, kein Ansteigen des Wassers darin Statt findet. Und doch wirkt in diesem Falle das Röhrchen noch ganz so, wie zuvor, auf das Wasser, das sich in der Achse desselben befindet. Denn dass das da-

zwischen liegende Fett ihre Anziehung nicht hindert, und dass Glas durch Fett, so wie im ersten Falle durch die davor liegenden Glastheilchen, anziehend ungestört hindurch wirkt, dafür sprechen die Erscheinungen der Schwere und die magnetischen, ja selbst die elektrischen, Anziehungen und Zurückstossungen. Ihnen analog muss auch die Anziehung der Haarröhren durch alle Körper hindurch wirken; eine Hypothese, von der Newton, Clairaut und alle Geometer, welche über die Anziehung in den Haarröhren Berechnungen angestellt haben, ausgegangen sind. Da folglich die dünnste Fetthaut macht, dass die Wirkung der Haarröhre auf eine Flüssigkeit nicht mehr wahrzunehmen ist; so muss diese Wirkung in jeder angeblichen Entfernung ganz unmerkbar seyn.

Noch ein dritter Beweis für dieses Princip. Es läst sich bekanntlich durch anhaltendes Kochen dahin bringen, dass Quecksilber in einer gläsernen Haarröhre nicht, wie gewöhnlich, niedriger als in einer Quecksilberfläche, in die es getaucht wird, sondern im Niveau derselben steht, und durch noch längeres Kochen läst es sich selbst bewirken, dass das Quecksilber in dieser Haarröhre über das Niveau angehoben wird. Diese Erscheinung scheint mir darauf zu beruhen, dass die innere Oberfläche der Röhre in ihrem gewöhnlichen Zustande mit einer höchst dünnen Lage von Wasser überzogen ist, welche die gegenseitige Ein-

wirkung des G[illegible] ander schwächt, [illegible] allmählich thätig [illegible] des Kochen des [illegible] Dicke dieser Lage [illegible] Versuchen, [illegible] Barometer angestellt habe, [illegible] Kochen des Q[illegible] Convexität der [illegible] ganz verschwinden [illegible] gebracht, dass diese Oberfläche [illegible] wir aber ein Tröpfchen Wasser [illegible] ein liessen, war die [illegible] wieder da. Bedenkt man [illegible] lich dünn die Lage Wasser [illegible] die Röhre in [illegible] wenn man die Röhre [illegible] stark ausgetrocknet [illegible] die gewöhnliche [illegible] ben) *); so wird man [illegible] einstimmen, dass die Wirkung [illegible] Quecksilber [illegible] merklich seyn kann.

Dieses ist das [illegible] gehe. Ich fange [illegible] flüssigen Masse, welche [illegible] einer erhabenen [illegible] eine Säule derselben Flüssigkeit, [illegible] nes unendlich engen [illegible]

*) Man vergl. *Annal.* XXV. S. [illegible]

verlängert durch den Mittelpunkt der ſphäriſchen Oberfläche gehen würde, durch Rechnung zu beſtimmen, nach Formeln, welche man in meiner Mechanik des Himmels findet. Unter dieſer *Einwirkung* verſtehe ich den Druck, welchen die in dem Kanal eingeſchloſſene Flüſſigkeit vermöge der Attraction der ganzen Maſſe auf einen ebenen, ſenkrecht auf die Wände des Kanals ſtehenden Querſchnitt ausübt, der ſich in irgend einer angeblichen Entfernung von der Oberfläche befindet, wobei dieſer Querſchnitt als Einheit angenommen wird *). Ich zeige, daſs dieſe Einwirkung kleiner oder gröſser iſt, als ſie es ſeyn würde, wenn die Oberfläche eine Ebene wäre; kleiner, wenn die Oberfläche hohl, gröſser, wenn die Oberfläche erhaben iſt.

Der analytiſche Ausdruck derſelben beſteht aus zwei Gliedern. Das *erſte* Glied, welches ſehr viel gröſser als das zweite iſt, druckt die Wirkung der durch eine ebene Oberfläche begrenzten Maſſe aus; und ich glaube, daſs von dieſem Gliede das Schwebenbleiben einer Queckſilberſäule von der dop-

*) Vortrefflich entwickelt und erläutert findet man dieſe Erklärung in der Darſtellung des Herrn Biot, *Annal. der Phyſ.* 1807 St. 3., oder B. XXV. S. 233 f. Alle Theilchen eines Flüſſigen ziehen ſich gegenſeitig mit einer Kraft an, die nur bis auf unmerkliche Entfernungen reicht; dadurch entſteht in jedem Theilchen im Innern des Flüſſigen nach allen Richtungen ein gleicher, alſo gar kein Druck, in der Oberfläche aber ein Druck, der nach dem Innern des Flüſſigen hinein geht. Von dieſem Drucke, auf deſſen Gröſse die Geſtalt der Oberfläche Einfluſs hat, iſt hier die Rede. *Gilbert.*

doppelten oder dreifachen Höhe des Luftdrucks in einer Barometerröhre, das Brechungsvermögen der durchsichtigen Körper, die Cohäsion, und überhaupt die chemischen Verwandtschaften abhängen. Das *zweite* Glied drückt den Theil der Wirkung aus, welcher von der Sphäricität der Oberfläche herrührt; also die Einwirkung des zwischen dieser Oberfläche und der sie berührenden Horizontalebene enthaltenen Meniscus. Dieses Glied ist negativ, wenn die Oberfläche hohl, positiv, wenn sie erhaben ist. In beiden Fällen ist es dem Halbmesser der sphärischen Oberfläche verkehrt proportional; auch wird in der That, je mehr dieser Halbmesser abnimmt, der Meniscus um den Punkt der Berührung desto bedeutender. Auf diesem zweiten Gliede beruhen die Wirkungen der Capillarität, welche auf diese Art von den chemischen Verwandtschaften, die das erste Glied darstellt, abweichen.

Aus diesen Resultaten über Körper, die sich in wahrnehmbaren Abschnitten von Kugelflächen endigen, folgere ich das folgende *allgemeine Theorem:* Wenn die Anziehung in unmerklichen Entfernungen unmerkbar ist, so muss, gleich viel welches übrigens ihr Gesetz sey, die Einwirkung eines Körpers, der sich in eine krumme Oberfläche endigt, auf eine unendlich enge Ader im Innern desselben, die in irgend einem Punkte der krummen Oberfläche senkrecht auf ihr steht, der halben Summe der Einwirkungen zweier Kugeln auf dieselben

Kanal gleich ſeyn, welche, die eine mit dem gröſs-
ten, die andere mit dem kleinſten Halbmeſſer der
Krümmung, welche die Oberfläche in jenem Punk-
te hat, beſchrieben würden.

Mittelſt dieſes Theorems und der bekannten
Geſetze des Gleichgewichts der Flüſſigkeiten läſst
ſich die *Geſtalt* beſtimmen, welche eine flüſſige,
von der Schwere belebte, Maſſe in einem Gefäſse,
deſſen Geſtalt gegeben iſt, annehmen muſs. Dieſe
Aufgabe führt auf eine Gleichung mit partiellen
Differenzialen von der zweiten Ordnung, deren
Integral auf keinem der bekannten Wege zu finden
iſt. Läſst ſich die Geſtalt des Gefäſses durch Um-
drehung einer ebenen Figur entſtanden denken,
ſo verwandelt ſich dieſe Gleichung in eine mit ge-
wöhnlichen Differenzialen, und man kann ſie, für
den Fall, daſs die Oberfläche ſehr klein iſt, auf
eine Art integriren, die der Wahrheit nahe kommt.

Ich zeige auf dieſe Art, daſs in einer *cylin-
driſchen Röhre* von unbedeutendem Durchmeſſer,
der Durchſchnitt einer ſenkrechten Ebene, die
durch die Achſe gelegt iſt, mit der Oberfläche der
Flüſſigkeit eine Curve von der Art derer bildet,
welche die Mathematiker *elaſtiſche Linien* genannt
haben, und in die ſich ein elaſtiſcher Blechſtreifen
biegt, der mit Gewichten beſchwert wird. Der
Grund davon liegt darin, daſs in dieſer Durch-
ſchnittslinie, wie in der elaſtiſchen Curve, die
Kraft, welche von der Krümmung herrührt, dem
Halbmeſſer der Krümmung verkehrt proportional

ist. Wenn die Röhre *sehr enge* ist, so nähert sich die Oberfläche der Flüssigkeit in ihr einem Abschnitte einer Kugelfläche, und das desto mehr, je kleiner ihr Durchmesser ist. Gesetzt, in Röhrchen, welche aus derselben Materie bestehen, wären diese Kugelabschnitte sehr nahe einander ähnlich, so müsten die Halbmesser derselben den Durchmessern dieser Röhrchen sehr nahe proportional seyn.

Dass aber eine Flüssigkeit in verschiedenen sehr engen Röhren, welche aus derselben Materie bestehen, sich so setzen muss, dass ihre Oberflächen ähnliche Abschnitte von Kugelflächen bilden, erhellt ohne Schwierigkeit daraus, *dass die Entfernung, in welcher die Anziehung der Röhre aufhört, merkbar zu seyn, unmerklich ist.* Denn gesetzt, es gäbe ein so stark vergrösserndes Mikroskop, dass diese unmerkliche Entfernung, durch dasselbe gesehen, ein Millimeter lang zu seyn schiene, so würde der ganze Durchmesser der Röhre, wenn er auf dieselbe Art vergrössert erschiene, sich wahrscheinlich in einer Länge von mehrern Metern zeigen. Bei einer cylindrischen Wand, die einen Durchmesser von dieser Grösse hätte, liessen sich aber senkrechte Streifen, die nur ein Millimeter breit wären, ohne bedeutenden Fehler für Ebenen nehmen. Innerhalb der unmerkbaren Entfernung, auf welche die Anziehung der Wand des Röhrchens eingeschränkt ist, wirkt daher die Röhrchenwand sehr nahe wie eine Ebene, und folglich

mufs an ihr die Oberfläche der Flüffigkeit gerade auf diefelbe Weife herab gehen oder anfteigen, wie das bei einer ebenen Wand gefchehen würde. Weiter ab ift die Flüffigkeit keinem andern merkbaren Einfluffe unterworfen, als der Schwere, und der Kraft, welche fie auf fich felbft ausübt. Ihre Oberfläche mufs daher fehr nahe die Geftalt eines Abfchnitts einer Kugelfläche annehmen, deffen äufserfte [berührende] Ebenen mit denen der flüffigen Oberfläche da zufammen fallen, wo die Grenzen der Sphäre der merkbaren Wirkung des Röhrchens find. Ift diefes aber der Fall, fo haben fie in verfchiedenen Haarröhren fehr nahe einerlei Neigung gegen die Röhrenwände; und daraus folgt, dafs fie alle fehr nahe ähnliche Abfchnitte von Kugelflächen feyn müffen.

Nimmt man diefe Refultate zufammen, fo zeigt fich die wahre Urfache, warum in Haarröhren aus derfelben Materie, aber von verfchiedener Weite, Flüffigkeiten fich genau im verkehrten Verhältniffe der Durchmeffer der Röhrchen über ihr Niveau erheben, oder fich unter daffelbe erniedrigen. Denkt man fich nämlich in der Achfe der Haarröhre einen unendlich engen Kanal, der fich etwas unterhalb des Röhrchens wieder aufwärts biegt, und fich in der horizontalen Ebene der Flüffigkeit endigt, in welche das Röhrchen eingetaucht ift [z. B. *OZRV*, Fig. 4. Taf. I.], fo wird die Einwirkung der im Haarröhrchen befindlichen Flüffigkeit auf den Kanal, wenn ihre Oberfläche hohl

ist, kleiner seyn, als die Einwirkung der ebenen Oberfläche der Flüssigkeit auf den Kanal; die Flüssigkeit wird also im Röhrchen ansteigen, um diese Ungleichheit auszugleichen. Nun aber steht, nach dem Vorhergehenden, diese Ungleichheit im verkehrten Verhältnisse mit dem Durchmesser des Haarröhrchens; demselben Verhältnisse muss also auch der Stand, den eine Flüssigkeit in dem Röhrchen über dem Niveau annimmt, entsprechen.

Queckfilber steht in gewöhnlichen Haarröhren aus Glas mit convexer Oberfläche. In diesem Falle ist die Einwirkung der flüssigen Oberfläche im Röhrchen auf den unendlich engen Kanal stärker, als die Einwirkung der ebenen Oberfläche im Gefäſse. Daher muſs das Quecksilber im Röhrchen unter dem Niveau um eine Gröſse stehen, welche dem Unterschiede beider Wirkungen entspricht, und daher wieder dem Durchmesser des Röhrchens verkehrt proportional ist.

Der ganze Antheil, welchen die Attraction des Haarröhrchens an dem Stande einer Flüssigkeit in dem Röhrchen hat, dieser sey über oder unter dem Niveau, ist also darauf eingeschränkt, daſs sie die Lage der ersten ebenen Elemente der Oberfläche der Flüssigkeit, welche sich in unmerklicher Entfernung von den Wänden der Röhren befinden, bestimmt; von dieser Lage hängt es ab, ob die Oberfläche hohl oder erhaben, und wie groſs ihr Halbmesser wird. Durch das Reiben der Flüssigkeit an den Wänden des Röhrchens kann die

Krümmung der Oberfläche ein wenig vermehrt oder vermindert werden, wovon das Barometer täglich Beweiſe giebt; dann nehmen aber auch die Wirkungen der Capillarität nach demſelben Verhältniſſe zu oder ab. Ueberhaupt können ſie durch Mitwirkung von Kräften, welche auf der Concavität oder der Convexität der Oberflächen beruhen, ſehr merklich erhöht werden.

Dieſer Einfluſs des Reibens auf die Krümmung der Oberfläche, und dieſe Einwirkung einer gröſsern oder geringern Convexität der Oberfläche auf den Stand der Flüſſigkeit in einem Haarröhrchen, laſſen ſich durch folgende Verſuche recht ſichtbar machen *). Man bringe in ein heberförmig gebogenes, aufrecht ſtehendes, Haarröhrchen ein wenig Queckſilber und neige es nach dem einen Schenkel *A* zu. Das Queckſilber ſteigt dann in dieſem Schenkel und zieht ſich aus dem zweiten Schenkel *B* ein wenig zurück. Bringt man nun das Röhrchen langſam wieder in die ſenkrechte Lage, ſo bleibt das Queckſilber in jenem Schenkel mit minder convexer Oberfläche und etwas höher ſtehen, als in dieſem. Die Queckſilbertheilchen der Oberfläche in *A*, welche das Glas berüh-

*) Dieſe Verſuche, und die darauf folgenden des Herrn Hauy zur Beſtimmung der Geſtalt der Oberfläche, mit welcher Flüſſigkeiten in Haarröhren ſtehen, führt Herr La Place in dem letzten Abſchnitte der *Theorie* (dort §§. 15. und 16.) an. Ich habe ſie hierher in einer etwas abgeänderten Ordnung verſetzt, weil ſie mir noch beſſer hierher zu paſſen ſchienen. *Gilbert.*

ren, reiben sich an dasselbe beim Zurücksinken, und leiden dadurch vom Glase ein kleines Hindernifs, welches die Quecksilbertheile in der Mitte der Oberfläche nicht zu überwinden haben. Dadurch mufs die Oberfläche hier etwas minder convex, die im Schenkel *B* dagegen aus demselben Grunde etwas stärker convex werden. Sogleich ist aber auch die Einwirkung des Quecksilbers auf sich selbst an dieser Oberfläche (im Schenkel *B*) stärker als an jener (in *A*), und es mufs also in *B* etwas niedriger als in dem Schenkel *A* stehen. Eine ähnliche Wirkung nimmt man bei dem Barometer wahr, wenn es steigt oder fällt.

Der folgende Versuch ist nicht nur geeignet, die Wirkungen der Concavität und der Convexität der Oberflächen zu gleicher Zeit sichtlich zu machen, sondern er giebt auch ein Mittel an die Hand, wie sich der Halbmesser der Krümmung, welche die Oberfläche von Wasser in einem Haarröhrchen aus Glas annimmt, auf eine sehr einfache Weise finden liefse *). Man tauche ein Haarröhrchen, dessen Durchmesser bekannt ist, in Wasser, bis zu einer bekannten Tiefe; verschliefse, ehe man es heraus zieht, die untere Oeffnung mit dem Finger, und wische die äufsere Oberfläche leicht ab, nachdem man es heraus gezogen hat. Nimmt man nun den Finger fort, so fliefst Wasser heraus, und bildet

*) Das letztere ist ein Zusatz zu dem, was in der *Theorie* von diesem Versuche steht, den ich aus dem *Journ. de Phys.* an der angef. St. entlehne. *Gilbert.*

Krümmung [illegible] einen Waſſertro- oder verm[illegible] dem Röhrchen eine täglich B[illegible] ihrer Länge die gröſste Wirkungen [illegible] welcher Waſſer im Röhr- hältniſs[illegible] erhebt, wenn das untere durch [illegible] groſsen Fläche dieſer Flüſ- Concav[illegible] iſt. Dieſe gröſsere Länge rührt beruh[illegible] her, welche der Tropfen ver- [illegible] Convexität auf die Waſſerſäule äuſsert, [illegible] deſto bedeutender, einen je kleinern [illegible] der Tropfen hat. Denn man über- [illegible], daſs in dieſem Verſuche die Concavi- [illegible] obern Oberfläche des Waſſers im Innern [illegible]chens, und die Convexität der untern [illegible] (das iſt die des auſserhalb der Haar- [illegible] befindlichen Tröpfchens), beide vereint da- [illegible] wirken, das Waſſer in dem Röhrchen aufwärts [illegible]. — Da die Länge der flüſſigen Säule, welche dazu verwendet wird, dieſes Tröpfchen zu bilden, die Maſſe deſſelben beſtimmt, und da die Oberfläche des Tröpfchens ſowohl, als die des Waſſers im Röhrchen, ſphäriſch ſind, ſo würden ſich die Halbmeſſer dieſer beiden Oberflächen leicht berechnen laſſen, wenn man die Höhe der Flüſſigkeit über der Spitze des Tropfens, und den Abſtand dieſer Spitze von der Ebene der untern Baſis des Röhrchens kennte.

Taucht man ein heberförmiges Glasröhrchen mit ungleichen Schenkeln, wie *ABC* Fig 1, ſenkrecht ſo tief in Waſſer, daſs der kürzere Schenkel

AB ſich ganz untergetaucht befindet, ſo ſteigt das Waſſer im längern Schenkel über das Niveau um eine gewiſſe Höhe *FG* an. Zieht man dann das Röhrchen aus dem Waſſer heraus, ſo bildet ſich an der Oeffnung *A* ein Tröpfchen *ANO*, und denkt man ſich, wenn das Waſſer in dem längern Schenkel einen bleibenden Stand angenommen hat, durch den Gipfel *N* des Tröpfchens die Horizontallinie *NI'* gezogen, ſo iſt nun die Waſſerſäule *I'C*, welche in dem längern Schenkel über dieſe Horizontallinie ſteht, gröſser als *FG*. Nimmt man das Tröpfchen mit dem Finger fort, und ſo die folgenden, die ſich in *A* bilden, ſo wird dieſe Säule immer kleiner; kommt man endlich dahin, daſs das Waſſer in *A* mit ebener Oberfläche ſteht, ſo iſt dieſe Säule genau gleich *FG*; und bringt man dann aufs neue ein Tröpfchen auf *A*, und ſo mehrere, ſo daſs die Oberfläche hier wieder convex wird, ſo ſteigt das Waſſer in dem Schenkel *BC* aufs neue höher an, und die vorigen Erſcheinungen kommen in umgekehrter Folge wieder. Die Gröſse, um welche bei dieſen Verſuchen die in dem Schenkel *BC* angehobene Waſſerſäule die Höhe *FG* übertrifft, ſcheint der Convexität der Oberfläche *ANO* zu entſprechen: um von einer ganz genauen Correſpondenz ſich zu überzeugen, müſste man die Breite und den Pfeil dieſer Oberfläche meſſen. Dieſes lieſs ſich indeſs bei der groſsen Schwierigkeit ſolcher Meſſungen nicht thun.

am untern End[illegible] einem Gefäſse durch einen
pfen; doch [illegible] einem Haarröhrchen oder
Waſſerſäule [illegible]dener Weite beſteht (wie in
Höhe über[illegible] den Heber aus dem Gefäſse
chen ſich [illegible] Waſſer aus dem längern Schenkel
Ende [illegible] Fall beide Schenkel in ihrer Län-
ſigkeit [illegible] von einander verſchieden ſind, als
von [illegible], um welche eine Flüſſigkeit in einem
[illegible] von der Weite des kürzern Schen-
[illegible] Niveau anſteigt. Auch dieſes erklärt
[illegible] leicht aus der Geſtalt der flüſſigen Ober-
[illegible] in den beiden Schenkeln. Man ſetze näm-
[illegible] die eben erwähnte Höhe h; ferner die Einwir-
[illegible] der Flüſſigkeit bei ebener Oberfläche auf ſich
[illegible] K, die Wirkung der Schwere g, den Druck
[illegible] Atmoſphäre P und den kürzern Arm des Hebers
[illegible] den längern q'. Da die Flüſſigkeit in dem kürzern
Arm ein- und aus dem längern ausſtrömt, ſo wird
ſie in dem erſten Augenblicke nach dem Heraus-
ziehen des Hebers an der Oeffnung des kürzern
mit concaver, an der des längern mit convexer
Oberfläche ſtehen. Folglich wird die Flüſſigkeit
eines unendlich engen Kanals, den wir uns in
der Achſe des Haarröhrchens denken wollen, mit
folgender Kraft von unten nach oben gedrückt
werden: an der Oeffnung des kürzern Schen-
kels durch $P - gq + K - g.h$; an der Oeff-
nung des längern Schenkels dagegen, wenn die

*) Nur in dieſem Abſatze bin ich, der Kürze halber, von den Worten des Herrn La Place abgewichen. *Gilbert.*

Oberfläche des Waſſers dort eben wäre, durch $P - gq' + K$; iſt die Oberfläche dort convex, ſo iſt der Druck noch gröſser. Nun aber iſt, wenn $q' - q < h$, ſchon dieſer Druck gröſser als der erſte, und das Waſſer kann folglich, wenn dieſe Bedingung erfüllt iſt, nicht aus dem längern Schenkel heraus flieſsen, wie das in der That die Verſuche zeigen.

Die Phyſiker haben bis jetzt die Concavität und die Convexität der Oberfläche, in welche eine Flüſſigkeit in haarröhren-artigen Räumen ſich ſetzt, nur für eine entferntere Wirkung der Haarröhren-Kraft, und nicht für die Haupt-Urſache aller haarröhren-artigen Erſcheinungen gehalten. Dieſes ſcheint der *Grund* zu ſeyn, warum es ihnen bisher von keiner beſondern Wichtigkeit dünkte, die Art und die Gröſse der Krümmung dieſer Oberflächen zu beſtimmen. Für die hier vorgetragene Theorie, die alle haarröhren-artigen Erſcheinungen hauptſächlich von der Krümmung der Oberflächen abhängen läſst, hat dieſes dagegen ein hohes Intereſſe. Die Herren Hauy und Tremery haben auf mein Erſuchen ſich damit beſchäftigt, *die Krümmung der Oberfläche des Waſſers in Haarröhren zu meſſen.* Zu dem Ende haben ſie in eine Röhre von 2 Millimeter innerem Durchmeſſer (*AB* Fig. 3.) eine Säule Waſſer, wie *MmnN* hinein gebracht, die Röhre an beiden Enden verſchloſſen, ſie ſenkrecht gehalten, und in dieſer Lage die Längen *Mm* und *Ii* mit möglichſter Sorg-

falt gemeſſen; letztere Linie iſt der Abſtand der beiden am wenigſten von einander entfernten Punkte der beiden hohlen Menisken. Der Unterſchied $Mm - Ii$ gab ihnen die Gröſsen der beiden Pfeile $PI + pi$; ſie fanden ſie gleich $\frac{41}{48} MN$. Wären die beiden Menisken Halbkugeln, ſo müſsten ſie ſie gleich MN gefunden haben. Da aber die Oberfläche des Waſſers, wenn ſie eine Halbkugel iſt, von den Wänden der Röhre als Tangenten berührt wird, und es nicht möglich iſt, die Stelle einer ſolchen Berührung zu ſehen, ſo würden in dieſem Falle die Beobachter für M nicht den wahren Berührungspunkt, ſondern einen tiefer liegenden Punkt genommen haben, wo das Waſſer ſchon eine merkbare Entfernung von den Glaswänden hatte. Um $IP + ip = \frac{41}{48} MN$ zu finden, würden ſie für M und m nur Punkte zu nehmen gebraucht haben, wo das Waſſer ſich um 0,0226 Millimeter von den Röhrenwänden entfernt hatte; und daſs dieſes in der That geſchehen ſey, iſt nichts weniger als unwahrſcheinlich. Daher ſcheint es mir, dieſer Verſuch zeige an, daſs die Glaswände Tangenten des Waſſermeniskus ſind. Die Herren Hauy und Tremery haben einen ähnlichen Verſuch mit Orangenöhl angeſtellt, und daſſelbe Reſultat erhalten. Es läſst ſich daher mit Wahrſcheinlichkeit annehmen, daſs Waſſer, Oehle und überhaupt alle Flüſſigkeiten, welche das Glas näſſen, ſich in Haarröhrchen mit einer Oberfläche ſetzen, welche ſehr nahe eine Halbkugel iſt. Als endlich die Beob-

achter auf dieſelbe Art die krumme Oberfläche des Queckſilbers in ſehr engen Röhren zu beſtimmen ſuchten, fand ſich auch dieſe Oberfläche ungefähr der einer Halbkugel gleich.

Wenn man einem Röhrchen eine geneigte Lage giebt, ſo wird die Geſtalt der Oberfläche, welche eine Flüſſigkeit in demſelben annimmt, gegen den Fall, wenn die Röhre ſenkrecht ſteht, nicht merklich verändert; ſie nähert ſich in beiden Fällen ſehr der Geſtalt eines Kugelabſchnittes, deſſen Achſe in die Achſe der Röhre fällt. Dieſes beruht darauf, weil in der Formel für die Geſtalt der Oberfläche die Schwere nur in Gliedern vorkommt, die bei ſehr engen Röhren vernachläſſigt werden können. Die ſenkrechte Höhe einer Flüſſigkeit über ihr Niveau, oder die Tiefe unter demſelben, muſs daher in einem gegen den Horizont geneigten Haarröhrchen dieſelbe, als in einem gleich weiten ſenkrechten Röhrchen ſeyn; und dieſes zeigt in der That die Erfahrung.

Die folgende intereſſante Bemerkung rührt von Clairaut her. „Wenn die Anziehung, welche die Materie der Röhre auf die Flüſſigkeit, und die Anziehung, welche die Flüſſigkeit auf ſich ſelbſt ausübt, einerlei Geſetz unterworfen ſind, und ſich alſo nur in der Intenſität unterſcheiden *); ſo

*) Und das dürfte allerdings der Fall ſeyn, wenn ich mich anders nicht in der Meinung irre, daſs bei Anziehungen, die nicht über die Berührung hinaus wirken, und bei denen wir uns nur durch eine mathematiſche Fiction Entfernungen denken können, von einem Geſetze, nach

findet folgendes Statt: „So lange die Intensität der erstern dieser Anziehungen (das heisst, der, mit welcher die Flüssigkeit auf die Röhre wirkt) nicht kleiner ist, als halb so groſs, als die zweite (das heisst, als die der Flüssigkeit auf sich selbst), muſs die Flüssigkeit über ihr Niveau ansteigen. Ist jene genau halb so groſs, als diese, so bleibt die Flüssigkeit in der Röhre im Niveau, und ihre Oberfläche ist horizontal, welches man leicht übersieht. Sind beide Intensitäten einander gleich, so ist die Oberfläche der Flüssigkeit hohl, hat die Gestalt der Oberfläche einer Halbkugel, und die Flüssigkeit steigt in dem Haarröhrchen an. Ist endlich die Intensität der Anziehung des Röhrchens null oder unmerklich, so wird die Oberfläche der Flüssigkeit im Röhrchen convex, ebenfalls halbkugelförmig, und die Flüssigkeit steht unter ihrem Niveau. Zwischen diesen beiden Grenzen wird die Gestalt der Oberfläche ein Abschnitt einer Kugelfläche, und zwar concav oder convex, je nach dem die Anziehung der Röhre an Intensität gröſser oder kleiner ist, als die Hälfte der Anziehung der Flüssigkeit auf sich selbst."

Es scheint mir wahrscheinlich, daſs, so oft die Anziehung des Röhrchens auf die Flüssigkeit, die

welchem die Anziehung mit der Entfernung sich ändert, eigentlich nicht die Rede seyn kann; und daſs, wenn man sich solche Gesetze fingiren wollte, die Resultate unabhängig von denselben seyn und also gleichmäſsig für alle Gesetze gelten müſsten.

Gilbert.

Anziehung, welche die Flüssigkeit auf sich selbst ausübt, an Intensität übertrifft, die Flüssigkeit sich fest an die Röhren anhänge, und eine innere engere Röhre bilde, welche allein die Flüssigkeit ansteigen macht; daher dann ihre Oberfläche hohl, und der einer Halbkugel gleich ist. Ich glaube, daſs dieses beim Wasser und bei Oehlen in Haarröhrchen aus Glase der Fall ist.

Alles dieses betraf die Theorie der eigentlichen Haarröhren, oder derjenigen haarröhren-artigen Räume, in welchen die Flüssigkeiten genau, oder wenigstens sehr nahe mit kugelförmiger Oberfläche stehen. Nachdem ich diese Theorie entwikkelt hatte, wendete ich mich zu den haarröhren-artigen Räumen, in welchen Flüssigkeiten mit einer *cylindrischen Oberfläche* stehen; ein Fall, der zwischen zwei parallelen Ebenen eintritt, die einander sehr nahe sind, und deren unteres Ende in eine Flüssigkeit eingetaucht ist. Die Differenzialgleichung für die Oberfläche einer Flüssigkeit, welche sich in einem durch Umdrehung erzeugten haarröhren-artigen Raume befindet, führt zu folgendem allgemeinen Resultate, das auch diesen Fall umfaſst: Wenn man in eine *cylindrische Röhre* einen *dünnern Cylinder* hinein setzt, so daſs beide einerlei Achse haben, und der Zwischenraum, der übrig bleibt, sehr enge ist; so wird in diesem Zwischenraume die Flüssigkeit gerade so hoch steigen, als in einem Haarröhrchen, dessen Halbmesser dem Abstande beider cylindri-

fcher Flächen von einander gleich ift. Setzt man nun, der Halbmeffer der Röhre und des Cylinders feyen beide unendlich, fo hat man den Fall einer Flüffigkeit, welche fich *zwifchen zwei fenkrechten und parallelen Ebenen* befindet, die einander fehr nahe find. Zwifchen ihnen wird alfo eine Flüffigkeit ebenfalls erhoben oder herab gedrückt werden, um Höhen, welche dem Abftande der beiden Ebenen von einander verkehrt proportional find, die aber nur halb fo grofs feyn werden, als in einem cylindrifchen Haarröhrchen, deffen Durchmeffer diefem Abftande gleich ift.

Als ich zu diefen Refultaten der Analyfe gekommen war, erfuchte ich Herrn Hauy, fie durch Verfuche zu prüfen. Er ftellte feine Verfuche (die man in III. findet) mit Röhren und Cylindern von einem fehr kleinen Durchmeffer und zwifchen Glastafeln, die einander fehr nahe waren, an, und fand, dafs fie in beiden Fällen meinem Refultate völlig entfprachen. Als ich feitdem mehreres nachlas, was man über die haarröhrenartigen Wirkungen gefchrieben hat, fand ich, dafs in Gegenwart der Londner Societät und unter den Augen Newton's fchon hierher gehörige Verfuche waren angeftellt worden, und dafs das Refultat derfelben ebenfalls dem meiner Analyfe vollkommen entfpricht. Man kann fich davon aus folgender Stelle von Newton's Optik überzeugen; diefes bewundernswürdigen Werkes, worin der grofse Mann eine Menge origineller Anfichten hinwirft,

wirft, in denen er feinem Jahrhunderte voraus geeilt ift, und welche die neuere Chemie beftätiget.

In der 31. Frage fagt Newton: „Hier einige Verfuche derfelben Art. Wenn man zwei ebene und polirte Glasplatten, z. B. zwei gut polirte Spiegelgläfer, fo mit einander verbindet, dafs ihre Oberflächen parallel und nur fehr wenig von einander entfernt find, und fie mit ihren untern Rändern in ein Gefäfs mit Waffer fetzt; fo fteigt das Waffer zwifchen beiden in die Höhe, und zwar defto höher, je näher beide Platten bei einander find. Beträgt ihre Entfernung $\frac{1}{100}$ Zoll, fo fteigt das Waffer zwifchen ihnen ungefähr 1 Zoll hoch; und ift fie kleiner oder gröfser, fo fteht die Höhe des Waffers zwifchen ihnen zu jener Höhe in einem Verhältniffe, welches ungefähr das Umgekehrte ihrer Entfernungen ift. — — Wenn man in ruhiges Waffer das Ende eines fehr dünnen Glasröhrchens taucht, fo fteigt das Waffer in das Röhrchen an, bis zu einer Höhe, welche dem Durchmeffer der innern Höhlung des Röhrchens verkehrt proportional ift, und erlangt diefelbe Höhe, bis zu welcher es fich zwifchen den beiden Glasplatten erhebt, wenn der Halbmeffer der innern Höhlung, der Entfernung der beiden Platten von einander ungefähr gleich ift. Uebrigens gelingen alle diefe Verfuche im luftleeren Raume eben fo gut, als in der Luft, wie man fich davon in Gegenwart der königlichen Societät überzeugt hat; fie hängen

folglich auf keine Weiſe vom Gewichte oder von dem Drucke der Atmoſphäre ab." Newton führt noch an, daſs das Waſſer eben ſo zwiſchen zwei polirten Marmorplatten anſteige, wenn ihre polirten Flächen einander ſehr nahe und parallel ſind.

Durch eben ſo einfache Folgerungen aus meiner Analyſe werden die Erſcheinungen erklärt, welche ein Tropfen einer Flüſſigkeit in einem *koniſchen Haarröhrchen* oder zwiſchen zwei Ebenen zeigt, die unter einem ſehr kleinen Winkel gegen einander geneigt ſind; und dieſe Erſcheinungen ſind dadurch eben ſo viele Beſtätigungen meiner Theorie.

Eine kleine Waſſerſäule, die ſich in einem koniſchen Haarröhrchen befindet, welches an beiden Enden offen iſt, begiebt ſich, wenn man das Röhrchen horizontal hält, an das engere Ende. Daſs dieſes geſchehen muſs, läſst ſich aus dem Vorhergehenden leicht überſehen. Die kleine Waſſerſäule im Röhrchen endigt ſich zwar an beiden Seiten mit concaven Oberflächen; die Krümmung der Oberfläche, welche nach dem engern Ende zu liegt, iſt aber von einem kleinern Halbmeſſer als die Krümmung der entgegen geſetzten Oberfläche. Folglich äuſsert die Flüſſigkeit auf ſich ſelbſt eine geringere Einwirkung an der kleinern Oberfläche als an der gröſsern, und daher ſtrebt ſie nach der engern Oeffnung hin. Eine Queckſilberſäule begiebt

fich dagegen in einem horizontal gehaltenen konifchen Haarröhrchen an die weitere Oeffnung, denn da fie an beiden Seiten convexe Oberflächen hat, fo ift ihre Einwirkung auf fich felbft da gröfser, wo die Röhre enger ift, und fie treibt fich alfo felbft von dort weg.

Diefem Erfolge kann man durch das eigene Gewicht der kleinen flüffigen Säule entgegen wirken, und machen, dafs fie im Gleichgewichte fchweben bleibt; man braucht zu dem Ende nur die Achfe des Haarröhrchens in eine geneigte Lage zu bringen. Eine fehr einfache Rechnung zeigt, dafs, wenn die Länge der flüffigen Säule unbedeutend ift, für diefen Zuftand des Gleichgewichts der Sinus des Neigungswinkels der Achfe, nahe verkehrt proportional feyn mufs dem Quadrate des Abftandes, worin die Mitte der flüffigen Säule von der Spitze des Kegels fteht.

Daffelbe findet bei einem Tropfen Statt, der fich *zwifchen zwei* gegen den Horizont geneigten *Ebenen* befindet, welche fich mit ihren horizontalen Rändern berühren, und einen fehr kleinen Winkel mit einander machen. Dafs alle diefe Refultate der Erfahrung völlig entfprechen, fieht man aus dem, was Newton in feiner Optik, Frage 31, darüber anführt. Diefer grofse Geometer hat dort eine Erklärung hinzugefügt; vergleicht man mit ihr die hier gegebene, fo wird man die grofsen Vorzüge

einer mathematiſchen und genauen Theorie nicht verkennen.

Die Rechnung belehrt uns in dem angeführten Falle des Gleichgewichts auch über die Gröſse des Winkels, den die Achſe des koniſchen Haarröhrchens mit dem Horizonte macht. Der Sinus dieſes Winkels iſt einem Bruche ungefähr gleich, deſſen Nenner dem Abſtande der Mitte des Tropfens von der Spitze des Kegels, und deſſen Zähler der Höhe gleich iſt, bis zu welcher die Flüſſigkeit in einem cylindriſchen Haarröhrchen anſteigen würde, das einerlei Weite mit dem koniſchen Röhrchen in der Mitte des Tropfens hat. Wenn zwei Ebenen, zwiſchen denen ſich ein Tropfen derſelben Flüſſigkeit befindet, mit einander einen Winkel machen, der eben ſo groſs iſt als der Winkel der Seitenwände mit der Achſe im koniſchen Röhrchen; ſo muſs, ſoll der Tropfen zwiſchen ihnen im Gleichgewichte ſchweben, eine Ebene, welche den Winkel, den beide Ebenen mit einander machen, halbirt, dieſelbe Neigung gegen den Horizont haben, als hier die Achſe des koniſchen Röhrchens. Hawksbee hat einen Verſuch dieſer Art mit auſserordentlicher Sorgſamkeit gemacht; ich führe denſelben unter III. an, und vergleiche ihn mit dieſem Theoreme. Die wenige Abweichung zwiſchen beiden iſt ein unwiderſprechlicher Beweis von der Richtigkeit dieſes Theorems.

Meine Theorie giebt ferner die Erklärung und die Zahlwerthe für ein sonderbares Phänomen, welches uns die Erfahrung zeigt; eine Flüssigkeit mag zwischen zwei senkrechten, parallelen, und einander sehr nahen Ebenen, deren untere Enden in sie getaucht sind, über oder unter ihrem Niveau stehen; immer streben beide Ebenen, sich einander zu nähern*). Auch die Erscheinungen des Ansteigens von Flüssigkeiten zwischen zwei senkrechten Ebenen, die mit einander einen sehr kleinen Winkel machen, lassen sich aus meiner Theorie folgern. Und überhaupt wird man finden, (will man sich die Mühe nehmen, diese Theorie mit den zahlreichen Versuchen zu vergleichen, welche die Physiker über die Haarröhren und über verwandte Erscheinungen angestellt haben,) daſs sich aus ihr die Resultate aller dieser Versuche, sind sie nur mit der nöthigen Vorsicht ausgeführt, genügend ableiten lassen; und zwar nicht durch unbestimmte und schwankende Betrachtungen, bei denen man immer sehr ungewiſs bleibt, sondern durch eine Kette mathematischer Schlüsse, welche mir gar keinen Zweifel an der Wahrheit der Theorie übrig zu lassen scheinen.

Ich wünsche, daſs diese Anwendung der Analysis auf einen der wundervollsten und merkwür-

*) Was Herr La Place weiter von dieser Erscheinung anführt, übergehe ich hier; man wird alles, was dahin gehört, im dritten Hefte dieses Bandes beisammen finden. *Gilbert.*

digſten Gegenſtände der Phyſik die Mathematiker intereſſiren und ſie anreitzen möge, ihrer immer mehrere zu verſuchen. Dieſe Anwendungen vereinigen mit einander das Verdienſt, der Phyſik ſichere Theorieen zu geben, und die Analyſis ſelbſt zu vervollkommnen, da ſie häufig neue Kunſtgriffe der Rechnung erfordern.

II. Theorie von der Wirkung der Haarröhrchen,

überſetzt, mit einigen Anmerkungen, von H. W. Brandes.

A. *Von der Attraction des Waſſer-Meniscus an der Oberfläche, auf die übrige im Haarröhrchen enthaltene Waſſerſäule.*

1. Es ſey *ABCD* (Fig. 4.) ein mit Waſſer bis an *AB* gefülltes Gefäſs, und in daſſelbe ſey ein an beiden Enden offenes Haarröhrchen *NMEF* mit ſeinem untern Ende eingetaucht; ſo wird ſich das Waſſer in der Röhre bis an *O* erheben, und die Oberfläche wird die concave Form *NOM* annehmen, deren niedrigſter Punkt *O* iſt. Man ſtelle ſich durch dieſen Punkt *O* und durch die Achſe der Röhre einen Waſſerfaden, in einem unendlich engen Kanale *OZRV* eingeſchloſſen, vor, und nehme an, daſs die hier wirkende Attractionskraft nur in unmerklich kleinen Diſtanzen merklich ſey.

Es läſst ſich leicht überſehen, daſs dann das unterhalb *IOK* befindliche Waſſer auf die Säule *OZ* eben ſo wirkt, wie das Waſſer im Gefäſse auf *VR*. Auſserdem aber zieht der Meniscus *MIOKN*, oder eigentlich der unendlich nahe an der Achſe liegende Theil deſſelben, die Säule *OZ* aufwärts, und ſucht folglich ſie zu heben. Es muſs daher im Zuſtande des Gleichgewichtes das Waſſer des Kanals *OZRV* innerhalb der Röhre höher, als im Gefäſse ſtehen, um durch ſein Gewicht die Attraction des Meniscus zu compenſiren.

Das Geſetz, wodurch dieſe Höhe, um welche ſich das Waſſer in Haarröhrchen von verſchiedenen Halbmeſſern erhebt, beſtimmt wird, hängt von der Attraction jenes Meniscus, und folglich von der Geſtalt der Oberfläche ab, ſo daſs hier, wie bei der Figur der Planeten, Geſtalt und geſammte Attraction gegenſeitig durch einander beſtimmt werden, welches die Unterſuchung erſchwert. Um indeſs zu brauchbaren Reſultaten zu gelangen, wollen wir die Wirkung unterſuchen, welche ein Körper von willkürlicher Geſtalt auf eine gegen deſſen Oberfläche ſenkrechte Waſſerſäule, die in einem unendlich engen Röhrchen eingeſchloſſen iſt, ausübt, und dabei die Baſis dieſer Waſſerſäule als Einheit annehmen.

Der anziehende Körper ſey eine *Kugel*, und das Fluidum in einem auſserhalb derſelben befindlichen, auf ihre Oberfläche ſenkrechten, Kanale eingeſchloſſen. Es ſey in Fig. 5. $LZ, = r,$ der Abſtand

digften Gegenftände der Phyfik die Mathem
intereffiren und fie anreitzen möge, ihrer
mehrere zu verfuchen. Diefe Anwendung
nigen mit einander das Verdienft,
fichere Theorieen zu geben, und die An
zu vervollkommnen, da fie häufig neu
der Rechnung erfordern.

II. Theorie von der W... Haarröhrche...

überfetzt, mit einigen ... ction
von H. W. Br... ... $\cos.\vartheta$,
... Q auf den
... $\frac{\cos.\vartheta}{f} \varphi(f)$

A. Von der Attraction de... der Oberfläche, auf die übr... haltene W...
... $\left(\frac{df}{dr}\right) \varphi(f)$;
... das Centrum der Ku-

1. Es fey *ABCD* (F... unmerklich, fo bald
an *AB* gefülltes Gefä... erhält.
beiden Enden offene ... chen den Grenzen $f = o$
feinem untern Ende ... Integral $\int df . \varphi(f)$ mit
Waffer in der Röhr... und unter c den Werth
Oberfläche wird d... dies Integral für $f = \infty$ er-
men, deren nied... äufserft fchnell abnehmende
fich durch diefe... lich durch Q einen gröfsten Kreis
der Röhre einen ... nahe dabei einen zweiten OqR,
engen Kanal... gen eines unendlich nahe bei NQM
me an, dafs ... Kreifes, fo ift $QqsS$ die Grundfläche,
nur in unmer... Elements. Es ift aber $Qq = PQ$.
... und $QS = LQ . QLS = u . d\vartheta$. *Gilb.*

...entend ist,
und

),

...wischen
...: die At-
QMY
$\left(\frac{d.\Pi(f)}{dr}\right)$,
...an man ihn diffe-
als variabel ansieht,

$) = -2\pi . \frac{udu}{r} . \int df \left(\frac{d.\Pi(f)}{dr}\right)$

...n der ganzen Kugelschale vom
...d der Dicke $= du$ auf den be-
...Z zu finden, für den $LZ = r$ ist,
...tion noch einmahl in Rücksicht auf
...en Grenzen $\vartheta = o$ und $\vartheta = \pi$ integrirt,
...tegral so genommen werden, dass man u
... unveränderlich, dabei aber f als zwischen
...enzen $f = r - u$, und $f = r + u$ variirend an-
...mt. Weil nun ϑ von r unabhängig ist, so lässt sich
eben jene Formel auch $= -2\pi . \left(\frac{d . \frac{udu}{r} . \int df . \Pi(f)}{dr}\right)$
setzen, und jenes Integral ist

$$= -2\pi \left(\frac{d . \left(\frac{udu}{r} \int f df . \Pi(f)\right)}{dr}\right).$$

[illegible] $\Pi(f) = c' - \Psi(f)$, und c' [illegible] Integrals für $f = \infty$, $\Psi(f)$ aber [illegible] abnehmende Function, die [illegible], so bald f nicht mehr unmerk- [illegible] Wir haben dann

$$[\text{illegible}] \frac{[\text{illegible}]\ \sin.\vartheta.\Pi(f))}{dr}\Big) =$$

$$[\text{illegible}]\left(\frac{d.\left(\frac{udu}{r}\cdot\Psi(r-u) - \frac{udu}{r}\cdot\Psi(r+u)\right)}{dr}\right)$$

[illegible] Wirkung der erwähnten vollständigen Kugelschale auf den Punkt Z des Fluidums.

Soll nun die Wirkung eben jener Kugelschale auf die ganze in der Richtung ZL liegende Säule des Flüssigen, deren nächster Endpunkt um die Entfernung $= b$ von dem Centro L der Kugelschale entfernt ist, bestimmt werden; so muss man das zuletzt gefundene Differential mit dr multipliciren und integriren, welches dann, wenn man die Constante so bestimmt, dass das Integral mit $r = b$ verschwinde, giebt

$$\frac{2\pi udu}{b}[\Psi(b-u) - \Psi(b+u)] - \frac{2\pi udu}{r}[\Psi(r-u) - \Psi(r+u)].$$

Um diese Formel zu vereinfachen, dürfen wir uns nur erinnern, dass die Function $\Psi(f)$ so beschaffen ist, dass sie schon unmerklich wird, so bald f nur einen irgend merklichen Werth erhält. Denn hieraus folgt, dass $\Psi(b+u)$ verschwindet, weil der Durchmesser der Kugelschichte nicht unendlich klein ist; dass ferner $\Psi(r+u)$ um so mehr verschwindet, da $r > b$, indem die Entfernung $= b$

ſich auf den Punkt bezieht, welcher dem Centro L am nächſten iſt; und endlich, daſs auch $\Psi(r-u)$ als verſchwindend anzuſehen iſt, wenn $r-b$ eine endliche Gröſse hat. Es kann alſo nur $\Psi(b-u)$ einen merklichen Werth haben, in dem Falle nämlich, da $b-u$ äuſserſt klein iſt. Die Formel

$$\frac{2\pi \,.\, udu}{b} \cdot \Psi(b-u)$$

druckt alſo vollſtändig die Wirkung der Kugelſchale auf eine gegen die Oberfläche derſelben ſenkrechte Waſſerſäule aus, deren dem Centro nächſtes Ende um die Entfernung $= b$ von dieſem Centro entfernt iſt. Dieſe Wirkung iſt einerlei mit dem *Drucke*, den das Waſſer, vermöge der Attraction jener Kugelſchale, auf einen an jenem Ende befindlichen, ſenkrecht auf den Waſſerfaden (der die Richtung des Halbmeſſers der Kugelſchale hat) ſtehenden Querſchnitt, ausüben würde, wenn man die Gröſse dieſer Grundfläche $= 1$ ſetzte.

Die *Wirkung der vollſtändigen Kugel* vom Halbmeſſer $= b$ ſindet man, wenn man in dieſer Formel $b-u = z$ ſetzt, und dann integrirt,

$$= 2\pi \int \frac{b-z}{b} \cdot dz \,.\, \Psi(z),$$

wenn dieſes Integral zwiſchen den Grenzen $z = 0$ und $z = b$ genommen wird. Iſt alſo innerhalb dieſer Grenzen $K = 2\pi \int dz\, \Psi(z)$, und $H = 2\pi \int z dz\, \Psi(z)$, ſo iſt jene Wirkung

$$= K - \frac{H}{b}.$$

Man darf hier K und H als unabhängig von b betrachten; denn da $\Psi(z)$ ſogleich unmerklich

Es ſey demnach $\int f df \, \Pi(f) =$ [illegible] erheblichen der Werth dieſes Integrals für [illegible] den Grenzen eine äuſserſt ſchnell abneh[illegible] des Integrals ſchon verſchwindet, ſo bald [illegible] ſchen den Grenlich klein iſt. Wir haben [illegible] Werthe deſ-

$-2\pi \left(\frac{d.(u^2 du . d\vartheta \, fin. \vartheta}{dr} \right.$ [illegible] daſs $\frac{H}{b}$ bedeutend [illegible] das Differential jener Grö-

$-2\pi \left(\frac{d.\left(\frac{udu}{r}\right.}{} \right.$ [illegible] Differential dieſer, multiplicirt [illegible] klein iſt für die ganze Ausdeh- für die Wirkung [illegible] woraus dann jener Schluſs auch gelſchale auf [illegible] folgt.

Soll nu[illegible] die Wirkung der ganzen Kugel auf auf die ga[illegible] Oberfläche ſenkrechte flüſſige Säule des Flüi[illegible] Entfern[illegible] Formel, $K - \frac{H}{b}$, gilt auch für ein *ſphä-* ſchale[illegible] *Segment*, welches durch eine auf jene flüſ- [illegible] ſenkrechte Ebene begrenzt wird. Denn [illegible] dieſer Ebene liegende Theil der Ku- [illegible] dem angezogenen Fluidum um etwas [illegible]hes entfernt, und wirkt folglich gar nicht [illegible] daſſelbe. Daher iſt $K - \frac{H}{b}$ die Wirkung eines [illegible] durch ein ſolches ſphäriſches Segment vom Halbmeſſer $= b$ begrenzten Körpers, auf eine auſserhalb befindliche, gegen die ſphäriſche Oberfläche ſenkrechte, flüſſige Säule. In dieſem Ausdrucke bedeutet K die Wirkung eines in einer *Ebene* ſich endenden Körpers, weil $\frac{H}{b}$ verſchwindet für $b = \infty$, und $\frac{H}{b}$ druckt folglich die Wirkung des

... (Fig. 4.) aus, mit welcher dieſer ... ſtrebt.

... welche eine Kugel auf eine ... fläche ſenkrechte, *in*- ... übt, läſst ſich nun ... (Fig. 6.) MON, POQ ... geln ſind, und IOK eine ... ngspunkt gehende Tangential- ... die Waſſerſäule vorſtellt; ſo giebt es ... Punkt q im untern Meniscus, deſſen Quer- ... $KOPIOQ$ iſt, einen Punkt q' im obern Meniscus, welcher die Waſſerſäule OS eben ſo ſtark zu heben ſtrebt, als jener. Zeichnet man nämlich den gleichſchenklichten Triangel Oqr, ſo iſt die ganze Kraft, mit welcher q die Waſſerſäule Or zu heben ſtrebt, $= o$, oder ſie zerſtört ſich ſelbſt, und q trägt bloſs durch ſeine Einwirkung auf Theilchen unterhalb r noch bei, um die ganze Säule OS zu heben; zieht man nun Oq' mit rq parallel, und nimmt $Oq' = rq$, ſo wirkt q' im obern Meniscus eben ſo auf O und die unterhalb liegenden Punkte, wie q im untern Meniscus auf r und die niedrigern Punkte, und wegen der Kleinheit der Attractionsſphäre iſt alſo die geſammte Wirkung beider Punkte zur Erhebung der ſehr dünnen Waſſerſäule einerlei. Ferner läſst ſich leicht einſehen, daſs eine oberhalb IOK befindliche und durch dieſe Ebene begrenzte Waſſermaſſe auf die ganze Waſſerſäule OS eben ſo ſtark, aber in entgegen geſetzter Richtung, wirkt, als eine unterhalb IOK liegende, durch

diese Ebene begrenzte, Wassermasse, die unterwärts als unbegrenzt angenommen wird; denn jeder Punkt r bleibt zwischen beiden Attractionen im Gleichgewichte, wenn beide Massen zugleich da sind. Wir fanden vorhin die Wirkung der durch die Ebene *IOK* begrenzten Masse $= K$, die Wirkung des untern oder obern Meniscus $= \frac{H}{b}$, also die Wirkung der Kugel *NOM* auf *OS*, $= K - \frac{H}{b}$, weil nämlich K, oder die Wirkung der oberhalb *IOK* befindlichen Masse, aus den nach einerlei Richtung wirkenden Attractionen der Kugel und des Meniscus zusammen gesetzt ist. Dagegen ist die Wirkung der Kugel *POQ* auf die innerhalb liegende, gegen den Mittelpunkt gerichtete, Säule *OS* ist $= K + \frac{H}{b}$, weil ihre unterwärts gerichtete Attraction, zusammen genommen mit der aufwärts gerichteten des Meniscus, $= K$ seyn muss. Aus dem Vorigen erhellet noch, dass $K + \frac{H}{b}$ die Wirkung eines in ein Kugelsegment endenden Körpers auf eine innerhalb liegende, gegen die Mitte der Oberfläche des Segments senkrechte, Wassersäule ausdruckt. Es ist also allgemein $K \pm \frac{H}{b}$ die Kraft, mit welcher ein oberwärts in ein Kugelsegment sich endigender Körper, wie (Fig. 4.) *MEFN*, die gegen die Mitte desselben senkrechte Wassersäule *OZ* niederwärts zieht, und es gilt hier das Zeichen $+$ für die *convexe*, das Zeichen $-$ für die *concave* Oberfläche.

3. Wenn der anziehende Körper fich nicht in eine Kugelfläche, fondern in *irgend eine andere krumme Fläche* endigt, fo kann man die Wirkung auf eine in irgend einem Punkte der Oberfläche fenkrechte Wafferfäule mit Hülfe des osculirenden Ellipfoids für diefe Oberfläche beftimmen. Die Wirkung ift nämlich eben fo, als wenn die ganze Oberfläche mit diefem osculirenden Ellipfoide völlig überein ftimmte, indem, wegen der äufserft befchränkten Wirkungsfphäre der hier wirkenden Kräfte, der zwifchen dem Ellipfoide und der wahren Oberfläche eingefchloffene Meniscus erft in Entfernungen, die für diefe Wirkungsfphäre viel zu grofs find, eine merkliche Dicke erhält. Die fchon oben gemachte Bemerkung, dafs die Gröfse $\frac{H}{b}$ gegen K von der Ordnung $\frac{z}{b}$ ift (wo z kleiner als der Halbmeffer der Wirkungsfphäre, b aber eine endliche, angebliche Gröfse ift), läfst leicht den Grund überfehen, warum ferner die Wirkung des zwifchen der Oberfläche und dem osculirenden Ellipfoide enthaltenen Meniscus, gegen $\frac{H}{b}$, von der Ordnung $\frac{z}{b}$ ift, und alfo weggelaffen werden kann.

Da die Wafferfäule, auf welche der Körper wirkt, auf den Punkt der Oberfläche, welchen fie trifft, fenkrecht ift, fo ftimmt ihre Richtung mit der Richtung der einen Achfe des osculirenden Ellipfoides überein. Diefe Achfe fey $= 2a$, und die beiden andern $= 2a'$ und $= 2a''$. Legt man nun

durch jene Achse und jede der beiden andern Achsen Ebenen, so ist für den Punkt, wo die Wassersäule die Oberfläche berührt, der Krümmungshalbmesser der beiden Ellipsen $=\frac{a'^2}{a}$ und $=\frac{a''^2}{a}$. Ist nun ferner durch die Achse a eine Ebene gelegt, die mit der durch a und a' gelegten den Winkel ϑ macht, so ist der Durchschnitt dieser mit dem Ellipsoide eine Ellipse, deren eine Achse wieder $=2a$ ist, und die andere $=2A$, wenn $A^2=\frac{a'^2 \cdot a''^2}{a'^2 \cdot \sin.^2\vartheta + a''^2 \cdot \cos.^2\vartheta}$ ist. Der Krümmungshalbmesser dieser Ellipse im Berührungspunkte der Wassersäule ist $=\frac{A^2}{a}$; setzt man ihn daher $=B$, und ferner $\frac{a'^2}{a}=b$, und $\frac{a''^2}{a}=b'$, so wird

$$\frac{1}{B}=\frac{1}{b'}\cdot\sin.^2\vartheta+\frac{1}{b}\cos.^2\vartheta.$$

Die Wirkung des Stückes, welches zwischen jener Ebene und der unter dem Winkel $d\vartheta$ gegen sie geneigten, gleichfalls durch die Achse a gehenden Ebene liegt, auf die Wassersäule, ist fast genau einerlei mit der Wirkung eines ähnlichen Kugelstükkes vom Halbmesser B, also $=\frac{1}{2\pi}d\vartheta\left(K+\frac{H}{B}\right)$ und daher die *Wirkung des ganzen Ellipsoids*

$$=\frac{1}{2\pi}\int d\vartheta\left(K+\frac{H.\sin.^2\vartheta}{b'}=\frac{H\cos^2\vartheta}{b}\right)=K+\tfrac{1}{2}H\left(\frac{1}{b}+\frac{1}{b'}\right)$$

weil das vollständige Integral sich von $\vartheta=o$ bis $\vartheta=2\pi$ erstreckt. Nennt man B und B' die Krümmungshalbmesser zweier durch die Achse gehenden, gegen einander senkrechten, Ebenen, so ist $\frac{1}{b}+\frac{1}{b'}=\frac{1}{B}+\frac{1}{B'}$, und daher die gesuchte

Wir-

Wirkung $= K + \frac{1}{2}H\left(\frac{1}{B} + \frac{1}{B'}\right)$. Es ist also die Wirkung eines Körpers von willkürlicher Gestalt auf ein Fluidum, welches in einen unendlich engen, auf irgend einen Punkt der Oberfläche dieses Körpers senkrechten, Kanal eingeschlossen ist, gleich der halben Summe von der Wirkung zweier Kugeln, deren Halbmesser so groſs wären, als an diesem Punkte die Krümmungshalbmesser irgend zweier Durchschnittslinien sind, welche durch zwei auf einander und auf diese Oberfläche senkrechte, durch jenen Punkt gehende, Ebenen mit der Oberfläche des Körpers gebildet werden. Diese Krümmungshalbmesser sind negativ, wenn die Oberfläche an dieser *Stelle* hohl ist, und es kann der eine positiv, der andere negativ seyn, wenn die Krümmung nach einer Richtung hohl und nach der darauf senkrechten convex ist, wie dieſs bei den Schraubengängen der Fall ist.

B. *Ueber die Gestalt der Oberfläche des Fluidums im Haarröhrchen.*

4. Um die Gestalt der Oberfläche des im Haarröhrchen enthaltenen Flüssigen zu bestimmen, kann man *entweder* von dem Grundsatze ausgehen, daſs in einem krummlinigten Kanale, der sich in zwei verschiedenen Punkten der Oberfläche endigt, Gleichgewicht Statt finden muſs, *oder* man kann dabei das Princip zum Grunde legen, daſs in jedem Punkte der Oberfläche die Summe der Kräfte auf die Oberfläche senkrecht seyn muſs.

Wir werden zuerſt die erſte Methode wählen, die ſich dadurch empfiehlt, daſs man bloſs die Kraft $H\left(\frac{1}{b}+\frac{1}{b'}\right)$ zu beſtimmen und mit der Schwere zu vergleichen braucht. Zwar iſt ſie in der Oberfläche unvergleichlich viel wirkſamer, als die Schwere; aber weil ihre Wirkungsſphäre ſo ſehr klein iſt, ſo läſst ſich deſſen ungeachtet ihre Einwirkung auf eine Säule von angeblicher Länge mit der Wirkung der Schwere auf eine ſolche Säule vergleichen.

Es ſey O (Fig. 7.) der niedrigſte Punkt der Oberfläche AOB des in eine Röhre eingeſchloſſenen Waſſers; z bedeute die vertikale Ordinate OM; und x, y die beiden horizontalen Ordinaten irgend eines Punktes N der Oberfläche. Bezeichnet man nun mit R, R' den gröſsten und den kleinſten Krümmungshalbmeſſer der Oberfläche in N, und mit b, b' den gröſsten und den kleinſten Krümmungshalbmeſſer in O, ſo iſt die Gleichung für das Gleichgewicht des in dem unendlich engen Kanale NSO enthaltenen Waſſers:

$$K-\tfrac{1}{2}H\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right)+gz=K-\tfrac{1}{2}H\left(\frac{1}{b}+\frac{1}{b'}\right);$$

wenn g die Kraft der Schwere bedeutet. Es iſt nämlich, wie aus dem Vorigen erhellet, $K-\tfrac{1}{2}H\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right)$ im Punkte N die Wirkung des Fluidums auf den Kanal, und dieſe wird durch das Gewicht, $=gz$, einer Waſſerſäule von der Höhe z unterſtützt, um der in O Statt findenden Wirkung des Waſſers auf den Kanal das Gleichgewicht zu halten.

Wollte man diese Gleichung allgemein auflösen, so müsste man R und R' durch die Coordinaten und durch ihre ersten und zweiten Differentiale ausdrucken *), welches auf eine sehr verwickelte Gleichung führt, die sich indess bei Oberflächen, die durch Umdrehung entstanden sind, sehr vereinfacht. Es sey also die Oberfläche durch Umdrehung um die Achse der z entstanden, und es sey $u^2 = x^2 + y^2$, so ist

$$\frac{1}{R} + \frac{1}{R'} = \frac{\frac{ddz}{du^2} + \frac{1}{u} \cdot \frac{dz}{du}\left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)^3}},$$

und die obige Gleichung wird demnach

$$\frac{\frac{d^2z}{du^2} + \frac{1}{u} \cdot \frac{dz}{du}\left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)^3}} - \frac{2gz}{H} = \frac{2}{b},$$

weil nämlich $b = b'$ ist im Punkte o, wenn die Oberfläche durch Umdrehung um die Achse der z entstanden ist. Man kann noch bemerken, dass

$\frac{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)^3}}{\frac{d^2z}{du^2}}$ demjenigen Krümmungshalbmesser gleich ist, welcher in einer durch die Umdrehungsachse gehenden Ebene liegt, hingegen ist $\frac{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)}}{\frac{1}{u} \cdot \frac{dz}{du}}$ der andere Krümmungshalbmesser,

*) Hierzu findet man Anleitung in Monge *Application de l'analyse à la géometrie. Tome 2. p.* 112. *Br.*

gleich der bis an die Umdrehungsachfe verlängerten Senkrechten auf diefe Achfe.

Setzt man in der vorigen Gleichung $\frac{g}{H} = \alpha$, fo findet man, nachdem fie mit *udu* multiplicirt worden, ihr Integral

$$\frac{u \cdot \frac{dz}{du}}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)}} - 2\alpha \int zudu = \frac{u^2}{b} + Const.$$

wo die $Const. = 0$ ift, wenn $\int zudu$ mit u zugleich verfchwinden foll. Um diefe Gleichung durch Näherung zu integriren, fey $u' = u + \frac{2\alpha b}{u} \int zudu$, woraus folgt $dz = \frac{u'.du}{\sqrt{(b^2 - u'^2)}}$. Wäre $\alpha = 0$, fo würde $u' = u$ und $z = b - \sqrt{(b^2 - u^2)}$ feyn, und wir können nun diefen Werth als eine erfte Annäherung in den Werth des Integrals $\int zudu$ fetzen, welches dann giebt:

$$\frac{2\alpha b}{u} \int zudu = \frac{\alpha b}{u} \left[bu^2 + \tfrac{2}{3}(b^2 - u^2)^{\frac{3}{2}} - \tfrac{2}{3}b^3\right].$$

Das Differential des letzten Theiles diefer Gleichung ift

$$\frac{\alpha b^2 du\,(3u^2 + 2b^2)}{3u^2} - \frac{2\alpha b \,.\, du}{3u^2} \cdot \sqrt{(b^2 - u^2)}\,.\,(b^2 + 2u^2),$$

und man kann hier, wenn man Gröfsen von der Ordnung α^2 wegläfst, überall u' ftatt u fetzen. Dann findet man aus der Gleichung $u = u' - \frac{2\alpha b}{u} \int zudu$,

$$du = du'(1 - \alpha b^2) + \frac{2\alpha b}{3u'^2} du' \left[-b^3 + (b^2 + 2u'^2)\sqrt{(b^2 - u'^2)}\right]$$

alfo

$$dz = \frac{u'du'.(1 - \alpha b^2)}{\sqrt{(b^2 - u'^2)}} + \frac{2\alpha b \,.\, du'}{3u'} \left(b^2 + 2u'^2 - \frac{b^3}{\sqrt{(b^2 - u'^2)}}\right).$$

Diese Gleichung wird bequemer, wenn man $u' = b . \sin . \vartheta$ setzt, dann ist

$$\frac{dz}{b} = d\vartheta . \sin . \vartheta (1 - \alpha b^2) + \frac{2\alpha b^2}{3} \cdot d\vartheta . \left(\sin . 2\vartheta - \frac{\sin \frac{1}{2}\vartheta}{\cos . \frac{1}{2}\vartheta} \right),$$

folglich

$$\frac{z}{b} = (1 - \alpha b^2) . (1 - \cos . \vartheta) + \frac{\alpha b^2}{3} (1 - \cos . 2\vartheta) + \tfrac{4}{3} \alpha b^2 \log . \cos . \tfrac{1}{2}\vartheta,$$

wenn die beständige Grösse so genommen wird, dass z und ϑ zugleich verschwinden *).

Nennt man nun l den Halbmesser der Röhre und erinnert sich, dass dieser Halbmesser äusserst nahe einerlei ist mit dem äussersten Werthe von u, (nämlich nur in so fern davon verschieden, als unmittelbar an der Röhrenwand die Oberfläche durch die Wand afficirt, also nicht mehr genau durch unsere Gleichung ausgedruckt wird,) so findet man den äussersten Werth von u'

$$u' = l + \alpha b^2 l - \tfrac{2}{3}\alpha \cdot \frac{b^4}{l} + \tfrac{2}{3}\alpha \cdot \frac{b^4}{l} \cos .^3 \vartheta',$$

wo ϑ' der äusserste Werth von ϑ ist, nämlich das Complement des Winkels, welchen der äusserste

*) Herr La Place erklärt sich über die eigentliche Bedeutung von ϑ nicht genau. Meiner Meinung nach ist diese folgende. In Fig. 8. sey O der niedrigste Punkt der Oberfläche, $OP = b$ der Krümmungshalbmesser an dieser Stelle; OQ der mit diesem Halbmesser beschriebene Kreis, OR die Oberfläche des Fluidums, so ist $RS = u$, aber $QT = b . \sin . \vartheta$, wenn man $OPQ = \vartheta$ setzt. Es scheint also, dass wegen der geringen Verschiedenheit von u, u' und QT diese Grössen verwechselt werden dürfen. Dass ϑ die Bedeutung, welche ich hier angebe, beinahe habe, erhellet aus dem Folgenden, wo der Winkel, den die Oberfläche OR mit RU (welche mit PO parallel ist) macht, $= \vartheta$ ist. *Br.*

[illegible] der Röhrenwand bildet.
gleich der bis [illegible] zu u' ist auch $= b \,.\, \sin.\vartheta'$,
ten Senkrechten [illegible] beider Werthe von u'

Setzt n[illegible]

$$[illegible] \frac{[illegible]\, l}{\sin.\vartheta'} - \frac{\frac{2}{3}\alpha b^4 (1 - \cos.^3 \vartheta')}{l \,.\, \sin.\vartheta'},$$

so find[illegible]
worde[illegible]

$$[illegible] \frac{[illegible]}{[illegible]\,\vartheta'} - \frac{\frac{2}{3}\alpha l^3}{\sin.^5 \vartheta'} + \frac{\frac{2}{3}\alpha l^3 \,.\, \cos.^3\vartheta}{\sin.^5 \vartheta'}.$$

[illegible] der äusserste Werth von z,

$$[illegible] \left(1 - \frac{2}{3}\alpha \frac{l^2 (1 - \cos.^3 \vartheta')}{\sin.^4 \vartheta'}\right) + \frac{2\alpha l^3}{3 \,.\, \sin.\vartheta'} + \frac{4\alpha l^3 \,.\, \log.\cos.\frac{1}{2}\vartheta'}{3 \,.\, \sin.^3 \,.\, \vartheta'},$$

[illegible]ch

$$\frac{[illegible]\,\vartheta'}{l} \left(1 - \frac{\alpha l^2}{\sin.^2 \vartheta'} \left(1 - \frac{2}{3}\frac{(1 - \cos.^3 \vartheta')}{\sin.^2 \vartheta'}\right)\right),$$

[illegible] Näherung, wo Glieder von der Ordnung α^2 weggelassen werden.

Man kann sich leicht versichern, dass die Werthe von z und $\frac{1}{b}$ noch Statt finden, wenn die Oberfläche des Fluidums *convex* ist, nur mit dem Unterschiede, dass man dann die z vom höchsten Punkte der Oberfläche niederwärts rechnen muss.

5. *) Diese ganze Analyse beruht auf dem Princip des Gleichgewichts in Kanälen, welches in der Aussage besteht, dass eine homogene flüssige Masse, auf welche anziehende Kräfte wirken, im Gleichgewichte ist, wenn das Gleichgewicht in einem jeden Kanale Statt findet, dessen beide Enden

*) Hier eingeschaltet aus dem [illegible] Br.

in der freien (durch kein Gefäſs beſchränkten) Oberfläche des Flüſſigen liegen. Dieſes Princip ſelbſt läſst ſich leicht folgender Maſsen beweiſen.

Wir wollen uns im Innern des Flüſſigen einen in ſich zurück kehrenden Kanal von überall gleicher, unendlich geringer, Weite vorſtellen. Beſchreibt man nun um den auf dieſes Fluidum wirkenden anziehenden Punkt, mit willkürlichem Halbmeſſer, eine Kugelfläche, welche den Kanal ſchneidet, ſo ſchneidet ſie ihn wenigſtens in zwei, oder überhaupt in einer geraden Anzahl von Punkten. Daſſelbe findet bei einer zweiten, um denſelben Punkt mit einem unendlich wenig verſchiedenen Halbmeſſer beſchriebenen, Kugelfläche Statt, und dieſe beiden Kugelflächen ſchneiden alſo wenigſtens zwei unendlich kleine Stücke des Kanals ab. Dieſe abgeſchnittenen Stückchen werden durch die anziehende Kraft auf gleiche Weiſe afficirt, und da ihre, nach der Richtung der Kraft gerechneten, Höhen gleich ſind, ſo halten die Einwirkungen der Attraction, welche auf dieſe beiden kleinen Stücke Statt finden, einander das Gleichgewicht. Der ganze in ſich zurück kehrende Kanal iſt alſo in Rückſicht auf die Attraction eines einzigen Punktes im Gleichgewichte, und man überſieht leicht, daſs eben das Statt findet, wenn der anziehenden Punkte mehrere ſind. Wir wollen jetzt annehmen, daſs ein Theil dieſes Kanals ſich an der Oberfläche des Flüſſigen befinde, und ſich längs derſelben hin krümme, ſo wird gleichwol

das Gleichgewicht fortdauern; und wenn man nun annimmt, daſs das Gleichgewicht in dem im Innern liegenden Theile des Kanals für ſich beſtehe, ſo wird auch in dem längs der Oberfläche befindlichen Theile das Gleichgewicht Statt finden. Das Gleichgewicht in dieſem letztern Theile kann nur auf zweierlei Weiſe beſtehen: *entweder* indem in jedem Punkte des Kanals die Summe der wirkenden Kräfte auf die Wände ſenkrecht iſt, *oder* indem der Druck am einen Ende durch einen entgegen geſetzten Druck am andern Ende aufgehoben wird; aber im letztern Falle kann das Gleichgewicht in dem längs der Oberfläche befindlichen Theile des Kanals nicht Statt finden, wenn die beiden Enden dieſes Kanals ſich in dem Theile des Flüſſigen an der Oberfläche befinden, welcher nach einerlei Richtung drückt *). Die Vorausſetzung alſo, daſs allgemein in jedem mit beiden Enden an der freien Oberfläche ausgehenden Kanale Gleichgewicht Statt finde, führt zu der nothwendigen Folgerung, daſs in einem, theils innerhalb, theils längs der Oberfläche hin, gekrümmten Kana-

*) Dieſe letztern Worte ſcheinen mir nicht ſo klar, als das Vorige. — In einem wirklichen in Wände eingeſchloſſenen Kanale kann das Gleichgewicht beſtehen, wenn an beiden Enden ein entgegen geſetzter Druck Statt findet, da die Wände das ſeitwärts Ausweichen hindern; da aber das nicht der Fall iſt an der freien Oberfläche des Flüſſigen, ſo kann da das Gleichgewicht nur dadurch beſtehen, daſs in jedem Punkte die Kräfte ſenkrecht auf die Oberfläche und nach dem Innern des Fluidums zu gerichtet ſind. *Gr.*

le, an jedem Punkte des letztern Theiles, die Summe der Kräfte auf die Richtung des Kanals senkrecht seyn muſs. Dieses kann aber nicht bei jeder Richtung des längs der Oberfläche ganz willkürlich angenommenen Kanals Statt finden, wenn nicht die Summe der Kräfte auf die Oberfläche selbst senkrecht ist. Denn wäre dieſs nicht, so lieſse diese aus allen einzelnen resultirende Kraft sich mit der Richtung der Oberfläche parallel und auf sie senkrecht zerlegen; die erstere aber würde durch die Wand jedes längs der Oberfläche angenommenen Kanals nicht zerstört, und folglich bestände das Gleichgewicht nicht. Das Princip des Gleichgewichts in jedem Kanale, dessen Enden in der Oberfläche liegen, ist also nothwendig mit der Bedingung verbunden, daſs die Summe der Kräfte auf die Oberfläche senkrecht sey; und dieses ist das zweite der oben erwähnten Principe. Die Gleichungen, welche man aus beiden folgert, müssen folglich identisch, oder die eine das Differential der andern seyn. Wirklich ist auch die Gleichung, welche aus der letzten Voraussetzung folgt, das Differential der erstern. Denn die aus dem Gleichgewichte in einem an der Oberfläche endenden Kanale gefolgerte Gleichung enthält nur Differentiale der zweiten Ordnung, statt daſs die Tangentialkraft an der im Haarröhrchen gebildeten Oberfläche durch Differentiale der dritten Ordnung bestimmt wird, indem sie aus der nach der Richtung der Oberfläche zerlegten Schwer-

kraft und der Attraction des zwischen der Oberfläche und dem osculirenden Ellipsoid liegenden Meniscus entsteht, welche letztere von Differentialen der dritten Ordnung abhängt. So läſst sich also übersehen, daſs diese Gleichung das Differential der nach der vorigen Methode gefundenen seyn muſs. Es ist indeſs interessant, dieses auch durch die Analyse bestätigt zu sehen, welches dann zugleich zur Versicherung von der Richtigkeit der Theorie dienen wird.

Wir wollen zu dem Ende einen mit O bezeichneten Punkt der Oberfläche zum Anfangspunkte der Coordinaten annehmen, und als Achse der Ordinaten z die in diesem Punkte auf die Oberfläche senkrechte Linie. Alle Mahl läſst sich der durch die Gleichung für die Oberfläche gegebene Werth von z durch eine Reihe von folgender Form ausdrucken:

$$z = Ax^2 + \lambda xy + By^2 + Cx^3 + Dx^2y + Exy^2 + Fy^3 + etc.$$

Die drei ersten Glieder dieses Ausdruckes beziehen sich auf das die Oberfläche osculirende Ellipsoid, oder genauer auf das osculirende Paraboloid; und da dieses, für sich allein betrachtet, gegen die Achse der z symmetrisch ist, also die gesammte Attraction derselben auf den Punkt O nach der Achse der z gerichtet ist, so kann die von der ganzen Masse bewirkte Tangentialkraft für den Punkt O nur aus der Attraction des Körpers entstehen, dessen Oberfläche durch die Gleichung $z = Cx^3 + Dx^2y + Exy^2 + Fy^3 + etc.$ bestimmt

wird, und der also der Unterschied der ganzen Masse und des osculirenden Paraboloids ist.

Um die Tangentialkraft, welche aus der Attraction jenes Differential-Körpers auf O entspringt, zu bestimmen, bezeichne man mit f den Abstand irgend eines Elements dieses Körpers von O, und nenne ϑ den Winkel, welchen diese Abstandslinie mit der Achse der x macht. Weil die Attraction nur in äusserster Nähe merklich ist, so kann man x, y und f als in einer Ebene liegend betrachten, nämlich in derjenigen, welche die Oberfläche in O berührt; und man darf, da x, y, f immer sehr klein bleiben, ihre Potenzen und Produkte, wenn sie die dritte Ordnung übersteigen, weglassen. Das anziehende Theilchen ist nach dieser Bezeichnungsart $= fdf \,.\, d\vartheta \,.\, [Cx^3 + Dx^2y + Exy^2 + Fy^3]$, und man erhält, wenn $\varphi(f)$ das Gesetz der Attraction andeutet, die Wirkung dieses Theilchens auf O, zerlegt nach der Richtung der x,

$$= fdf \,.\, \varphi(f)\, d\vartheta \,.\, cos.\,\vartheta \,.\, [Cx^3 + Dx^2y + Exy^2 + Fy^3],$$

und nach der Richtung der y,

$$= fdf \,.\, \varphi(f)\, d\vartheta \,.\, sin.\,\vartheta \,.\, [Cx^3 + Dx^2y + Exy^2 + Fy^3].$$

Hieraus folgt, da $x = f \,.\, cos.\,\vartheta$, und $y = f \,.\, sin.\,\vartheta$, die Attraction der ganzen flüssigen Masse nach der Richtung der x,

$$= \iint f^4 df \,.\, \varphi(f)\, d\vartheta\, [C \,.\, cos.^4\vartheta + D \,.\, cos.^3\vartheta \,.\, sin.\,\vartheta + E \,.\, cos.^2\vartheta\, sin.^2\vartheta + F \,.\, cos.\,\vartheta\, sin.^3\vartheta],$$

und nach der Richtung der Ordinate y,

$$= \iint f^4 df \,.\, \varphi(f)\, d\vartheta\, [C \,.\, cos.^3\vartheta \,.\, sin.\,\vartheta + D \,.\, cos.^2\vartheta \,.\, sin.^2\vartheta + E \,.\, cos.\,\vartheta \,.\, sin.^3\vartheta + F \,.\, sin.^4\vartheta].$$

Nimmt man hier die Integrale in Beziehung auf ϑ von $\vartheta = o$ bis $\vartheta = 2\pi =$ dem ganzen Umfange, so findet man

das erste Integral $= \frac{1}{4}\pi\,(3C + E)\int f^4 df.\,\varphi(f)$,

das zweite $= \frac{1}{4}\pi\,(3F + D)\int f^4 df.\,\varphi(f)$.

Das in Beziehung auf f genommene Integral kann zwischen den Grenzen $f = o$ und $f = \infty$ genommen, und als von den Grenzen der anziehenden Masse unabhängig angesehen werden, weil die etwas entfernten Theile hier gar nicht in Betrachtung kommen. Setzen wir hier wieder $\int df.\,\varphi(f) = c - \Pi(f)$, eben so wie oben, so ist

$$\int f^4 df.\,\varphi(f) = -f^4\,\Pi(f) + 4\int f^3 df.\,\Pi(f),$$

wenn das Integral mit $f = o$ verschwindet. In diesem Ausdrucke ist $-f^4\,\Pi(f)$ gleich null, wenn $f = \infty$, wegen der äusserſten Schnelligkeit, mit welcher $\Pi(f)$ bei wachsendem f abnimmt. Man kann die Functionen $\varphi(f)$ und $\Pi(f)$ am besten mit den Exponentialgröſsen von der Form e^{-if} vergleichen, wo e die Basis des natürlichen Logarithmensystems, und i eine sehr groſse Zahl ist; hier ist nämlich e^{-if} endlich für $f = o$, und verschwindet für $f = \infty$; auch nimmt diese Gröſse so erstaunlich schnell ab, daſs $f^n.\,e^{-if}$ alle Mahl $= o$ ist für $f = \infty$, der Exponent n mag einen Werth haben, welchen man will.

Wir setzen ferner, wie oben (in Nr. 1.), $\int f df.\,\Pi(f) = c' - \Psi(f)$, so wird

$$4\int f^3 df . \Pi(f) = -4f^2 \Psi(f) + 8\int f df . \Psi(f).$$

und wieder wird für $f = \infty$, das Glied $4f^2 \Psi(f) = 0$. Nimmt man alſo die Integrale von $f = 0$ bis $f = \infty$, ſo iſt

$$\int f^4 df \, \Phi(f) = 8\int f df . \Psi(f),$$

und wenn man, wie in Nr. 1, das Integral $\int f df \, \Psi(f)$, zwiſchen den Grenzen $f = 0$ und $f = \infty$ genommen, $= \frac{H}{2\pi}$ ſetzt, ſo wird eben jener Ausdruck

$$= \frac{4H}{\pi},$$

und daraus ergeben ſich dann die Tangentialkräfte, parallel mit der Achſe der x,

$$= (3C + E) \, H,$$

und parallel mit der Achſe der y

$$= (3F + D) \, H.$$

Ueberlegt man nun, daſs, weil die Achſe der z ſenkrecht auf die Oberfläche in O iſt, $\left(\frac{dz}{dx}\right) = \left(\frac{dz}{dy}\right) = o$ wird, und folglich aus bekannten Gründen

$$z = \tfrac{1}{2}\left(\frac{d^2z}{dx^2}\right) x^2 + \left(\frac{d^2z}{dx \, . \, dy}\right) xy + \left(\frac{d^2z}{dy^2}\right) \tfrac{1}{2} y^2 + \left(\frac{d^3z}{dx^3}\right) . \tfrac{1}{6} x^3 + \left(\frac{d^3z}{dx^2 . \, dy}\right) . \tfrac{1}{2} x^2 y + \left(\frac{d^3z}{dx \, . \, dy^2}\right) \frac{xy^2}{2} + \left(\frac{d^3z}{dy^3}\right) \tfrac{1}{6} y^3.$$

Es wird alſo für den Punkt O durch dieſe Gleichung der Werth von C, D, E, F leicht beſtimmt, und wenn man dieſe Werthe in die Gleichungen für die Tangentialkräfte ſetzt, ſo findet man dieſe

$$= \tfrac{1}{2}H\left[\left(\frac{d^3z}{dx^3}\right)+\left(\frac{d^3z}{dxdy^2}\right)\right]$$

und $$= \tfrac{1}{2}H\left[\left(\frac{d^3z}{dy^3}\right)+\left(\frac{d^3z}{dx^2dy}\right)\right].$$

Es sey nun g die Kraft der Schwere und $-du$ das Element ihrer Richtung. In dem Falle, da die Summe der Tangentialkräfte null ist, oder das Gleichgewicht besteht, muſs die Summe der Produkte aller Kräfte in das Differential ihrer Richtung $= o$ seyn, also

$$\tfrac{1}{2}H\left[\left(\frac{d^3z}{dx^3}\right)dx+\left(\frac{d^3z}{dx^2dy}\right)dy+\left(\frac{d^3z}{dxdy^2}\right)dx + \left(\frac{d^3z}{dy^3}\right)dy\right] - gdu = o.$$

Aus der Theorie der krummen Flächen läſst sich aber zeigen, daſs in dem Punkte, wo die Achse der z auf die Fläche senkrecht ist, das in $\tfrac{1}{2}H$ multiplicirte Glied $= d.\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right)$ ist, wenn R, R' den gröſsten und kleinsten Krümmungshalbmesser an dieser Stelle bedeuten. Jene Gleichung giebt also $$d.\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right)-\frac{2g\,.\,du}{H}=o,$$
welches ebenfalls das Differential der oben im Anfange von §. 4. gefundenen Gleichung ist, wenn nämlich das Integral so genommen wird, daſs es im niedrigsten Punkte der Oberfläche verschwindet.

C. *Bestimmung der Höhe, welche das Fluidum im Haarröhrchen erreicht.*

a) *In cylindrischen Haarröhrchen.*

6. Da die Kraft, mit welcher der Meniscus *MIOKN* (Fig. 4.) das Fluidum des Kanals *OZ* zu heben strebt,

$= \frac{H}{b}$ ist (nach 1), so wird $\frac{H}{b} = gq$ seyn, wenn q die Höhe bedeutet, um welche das Fluidum über das Niveau des Gefäßses im Haarröhrchen erhoben wird. Der am Ende von §. 4. für $\frac{1}{b}$ gefundene Werth ergiebt für Haarröhrchen, die cylindrisch sind,

$$q = \frac{H . \sin. \vartheta'}{gl} . \left[1 - \frac{\alpha l^2}{\sin.^2 \vartheta'}\left(1 - \tfrac{2}{3}\,\frac{(1 - \cos.^3 \vartheta')}{\sin.^2 \vartheta'}\right)\right].$$

Da $\alpha = \frac{g}{H}$ war, und hier beinahe $q = \frac{H . \sin \vartheta'}{gl}$ ist, so kann man $\alpha = \frac{\sin \vartheta'}{ql}$ als einen genäherten Werth in die vorige Gleichung setzen, welches dann giebt

$$q = \frac{H . \sin. \vartheta'}{gl}\left[1 - \frac{l}{q . \sin. \vartheta'}\left(1 - \tfrac{2}{3}\,\frac{(1 - \cos.^3 \vartheta')}{\sin.^2 \vartheta'}\right)\right].$$

Hier sind $\frac{H}{g}$ und ϑ' Größsen, die vom Halbmesser der Röhre $= l$ unabhängig sind, und bloſs durch die Natur des Fluidums und der Materie der Röhrenwand bestimmt werden, und man hat daher, weil $\frac{l}{q}$ gewöhnlich klein ist, beinahe $q = \frac{H . \sin \vartheta'}{gl} = \frac{const.}{2l}$, oder q sehr nahe dem Durchmesser des Haarröhrchens umgekehrt proportional, wie es auch die Erfahrung ergiebt.

Um zu bestimmen, wie viel der genaue Werth von q von diesem ersten Gliede des gefundenen Werthes abweiche, wollen wir ϑ' dem Quadranten gleich setzen, wie es bei Wasser in Glasröhren zu seyn scheint. Dann würde unser gefundener Werth

für $q = \frac{H}{gl}\left(1 - \frac{l}{3q}\right)$ oder beinahe $= \frac{H}{gl} - \frac{1}{3}l$. Nimmt man alſo den Durchmeſſer der Röhre = 2 Millimeter, oder $l = 1$ Millimeter, in welchem Falle die Erfahrung für Waſſer in Glasröhren $q = 6{,}784$ Millim. giebt, ſo würde der Fehler noch nicht $\frac{1}{20}$ der ganzen Höhe betragen, und dieſer Fehler wird bei engern Röhren noch geringer, da er wie das Quadrat von l abnimmt. Man kann alſo die einfache Regel, daſs die Höhe des Fluidums über dem Niveau dem Halbmeſſer der Röhre umgekehrt proportional iſt, als ſehr nahe richtig annehmen.

Wäre die Oberfläche des Flüſſigen im Haarröhrchen *convex*, und man ſtellt ſich den längs der Achſe derſelben hinab gehenden unterhalb der Röhrenwand zur Oberfläche im Gefäſse hinauf krümmenden Kanal vor; ſo iſt die Wirkung des in der Röhre enthaltenen Flüſſigen auf den Kanal $= K + \frac{H}{b}$; die Wirkung des Flüſſigen im Gefäſse auf den Kanal $= K$, und dieſe wird durch das Gewicht der jetzt im Gefäſse höher ſtehenden Säule unterſtützt, ſo daſs $K + \frac{H}{b} = K + gq$, und auch hier q eben ſo beſtimmt wird wie im vorigen Falle.

In einem *gegen den Horizont geneigten Röhrchen* wird die Oberfläche des Fluidums faſt genau ſo ſeyn, wie in dem vertikalen Röhrchen, weil die Wirkung der Schwere nur Glieder, die mit α multiplicirt ſind, und alſo bei engen Röhren weg-

ge-

gelaſſen werden dürfen, in die Rechnung einführt. Heiſst alſo hier q die vertikale Höhe über dem Niveau des umgebenden Fluidums, ſo wird noch $q = \frac{H . \sin . \vartheta'}{gl}$ ſeyn, welches auch mit der Erfahrung überein ſtimmt.

b) *In prismatiſchen Haarröhrchen* *).

7. Die Unterſuchung läſst ſich noch in gröſserer Allgemeinheit auf folgende Weiſe anſtellen. Es ſey die Röhre, welche in das gröſsere mit Waſſer gefüllte Gefäſs eingetaucht iſt, *prismatiſch;* die Oberfläche des innerhalb derſelben erhobenen Fluidums ſey concav, und man beſtimme dieſe Oberfläche durch horizontale gegen einander ſenkrechte Coordinaten x, y, und durch eine vertikale Ordinate z, deren Anfangspunkt im niedrigſten Punkte der Oberfläche liegt. Die Höhe dieſes niedrigſten Punktes über dem Niveau des umgebenden Fluidums ſey $= h$. Wenn man ſich nun einen unendlich engen Kanal vorſtellt, der von irgend einem Punkte der Oberfläche des Flüſſigen in der Röhre ausgehend, ſich unter der Röhrenwand hin krümmt, und ſich an der Niveaufläche des Fluidums im Gefäſse endigt; ſo wird die Höhe jenes Punktes der Oberfläche in der Röhre über dem Niveau $= h + z$ ſeyn. Für ein Fluidum, deſſen Dichtigkeit $= D$ iſt, hat man alſo die Gleichung

$$gD(h+z) = \tfrac{1}{2} H\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}\right)$$

als Bedingung des Gleichgewichts in dem Kanale.

*) Eingeſchaltet aus dem *Supplément etc.* Br.

Die Lehre von den allgemeinen Eigenſchaften krummer Flächen ergiebt, wenn man $\left(\frac{dz}{dx}\right) = p$ und $\left(\frac{dz}{dy}\right) = q$ ſetzt, und R, R' als den gröſsten und kleinſten Krümmungshalbmeſſer der Fläche in dem durch die Coordinaten x, y, z beſtimmten Punkte annimmt, die Gleichung

$$\frac{1}{R} + \frac{1}{R'} = \frac{(1+q^2)\left(\frac{dp}{dx}\right) - pq\left\{\left(\frac{dp}{dy}\right) + \left(\frac{dq}{dx}\right)\right\} + (1+p^2)\left(\frac{dq}{dy}\right)}{(1+p^2+q^2)^{\frac{3}{2}}},$$

woraus dann für das Gleichgewicht folgt:

$$\frac{(1+q^2)\left(\frac{dp}{dx}\right) - pq\left\{\left(\frac{dp}{dy}\right) + \left(\frac{dq}{dx}\right)\right\} + (1+p^2)\left(\frac{dq}{dy}\right)}{(1+p^2+q^2)^{\frac{3}{2}}} = \frac{2gD}{H}(h+z).$$

Multiplicirt man dieſe Gleichung mit $dx \, . \, dy$, integrirt ſie in Beziehung auf dx und dy, und bemerkt, daſs der erſte Theil der Gleichung

$$= \left(\frac{d \cdot \frac{p}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}}{dx}\right) + \left(\frac{d \cdot \frac{q}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}}{dy}\right) \text{ iſt,}$$

ſo wird

$$\iint dx.dy \left[\left(\frac{d \cdot \frac{p}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}}{dx}\right) + \left(\frac{d \cdot \frac{q}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}}{dy}\right)\right] = \frac{2gD}{H}\iint (h+z)\, dx \, . \, dy.$$

Die doppelten Integrale müſſen für die ganze Gröſse des horizontalen Querſchnitts des Prisma's genommen werden, und dann iſt $gD\iint (h+z)\, dx.dy$ das Gewicht des durch die Haarröhrchen-Kraft

über das Niveau erhobenen Fluidums. Man kann alſo dieſes Integral $= gD.V$ ſetzen, wenn V das Volumen dieſer flüſſigen Maſſe bezeichnet.

Das doppelte Integral $\iint dx.dy \left(\frac{d \cdot \frac{p}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}}{dx}\right)$ giebt, in Beziehung auf x integrirt,

$$= \int dy \left(\frac{p}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}} - \frac{(p)}{\sqrt{(1+(p)^2+(q)^2)}}\right),$$

wenn (p), (q) die Werthe bezeichnen, die p, q am Anfange des Integrals haben. Eben ſo iſt, in Beziehung auf y integrirt,

$$\iint dx\, dy. \left(\frac{d \cdot \frac{q}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}}{dy}\right) =$$

$$\int dx \left(\frac{q}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}} - \frac{(q)}{\sqrt{(1+(p)^2+(q)^2)}}\right).$$

Um eine beſtimmte Vorſtellung von dieſen Integralen und ihren Grenzen zu erhalten, müſſen wir bemerken, daſs der horizontale Querſchnitt der Röhre dieſe Grenzen beſtimmt, und daſs dieſer Querſchnitt eine in ſich zurückkehrende Curve iſt. Man kann den Anfangspunkt der x und y auſserhalb dieſer Curve ſo annehmen, daſs die ganze Curve in dem Winkel eingeſchloſſen iſt, den die Achſen der x und y bilden. In dieſem Falle ſind dx, dy poſitiv in den doppelten Integralen, weil $gD\iint(h+z)\,dx\,dy$ das Gewicht des erhobenen Fluidums ausdrückt; und dieſe Differentiale müſſen daher auch in den einfachen Integralen als poſitiv angeſehen werden.

Nimmt man dieses an, so bezieht sich das Element $-\frac{\frac{1}{2}H(q)dx}{\sqrt{(1+(p)^2+(q)^2)}}$ auf den Theil des Querschnitts, welcher convex gegen die Achse der x ist, und das Element $\frac{\frac{1}{2}Hqdx}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}$ auf den gegen diese Achse concaven Theil. Ferner bezieht sich das Element $-\frac{\frac{1}{2}H(p)dy}{\sqrt{(1+(p)^2+(q)^2)}}$ auf den gegen die Achse der x convexen, und endlich $\frac{\frac{1}{2}H.pdy}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}$ auf den gegen eben diese Achse concaven Theil des Querschnittes. Wenn man nun annimmt, dass $-\frac{\frac{1}{2}H(q)dx}{\sqrt{(1+(p)^2+(q)^2)}}$ und $-\frac{\frac{1}{2}H(p)dx}{\sqrt{(1+(p)^2+(q)^2)}}$ sich auf einerlei Punkt der Curve beziehen, so liegt dieser Punkt in demjenigen Theile des Schnitts, der zugleich gegen beide Achsen concav ist, und wo folglich, wenn man dx, dy auf den Umfang der Curve bezieht, die Werthe dieser Differentiale entgegen gesetzte Zeichen haben (wo nämlich mit wachsenden x, abnehmende y zusammen gehören). Setzt man also hier dx als positiv voraus, so ist dy negativ, und die Summe jener beiden Elemente

$$=\frac{1}{2}H\left(\frac{(p)dy-(q)dx}{\sqrt{(1+(p)^2+(q)^2)}}\right),$$

wo dx, dy sich auf den Umfang des Schnitts beziehen. Eben so, wenn die Elemente $\frac{\frac{1}{2}Hqdx}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}$ und $\frac{\frac{1}{2}Hpdy}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}$ sich beide auf einerlei Punkt beziehen sollen, so liegt dieser in dem gegen beide Achsen concaven Theile, wo wieder mit wachsen-

[illegible]

— fich auf einerlei [illegible] [illegible]

[illegible] er in dem [illegible] [illegible]

[illegible] ie Achfe der [illegible]

concav ift, und [illegible]

Zeichen.

Man überfieht alfo, [illegible] gemein durch [illegible] aus- gedruckt werden, fie [illegible] das Ende der Integrale, [illegible] und y gefucht find, [illegible] diefe Elemente für einerlei [illegible] gegen gefetzte Zeichen haben, wenn [illegible] tiale dx, dy fich auf die [illegible] Wenn man alfo immer dx [illegible] ihre Summe feyn

$$= \pm \frac{[illegible]}{\sqrt{(1 + [illegible])}}.$$

und hier gilt das Zeichen + für den gegen die Achse der x convexen, das Zeichen — für den gegen diese Achse concaven Theil der Curve.

Nun ergiebt die Theorie der krummen Flächen, dass

$$\pm \frac{(pdy - qdx)}{\sqrt{(1 + p^2 + q^2)}} = ds \,.\, cos.\, \omega$$

ist, wenn ω den Winkel bedeutet, den die verticale Röhrenwand mit der Tangential-Ebene macht, welche an die Oberfläche des Flüssigen an der Grenze der Wirkungssphäre der Röhrenwand gelegt ist, und wenn ds das Element der Durchschnittslinie ist. Dieser Winkel ist beständig, und folglich erhält man, wenn c den ganzen Umfang des Schnittes der Oberfläche mit der Röhrenwand bedeutet,

$$\pm \int \frac{pdy - qdx}{\sqrt{(1 + p^2 + q^2)}} = c \; cos.\, \omega,$$

also auch

$$\tfrac{1}{2} H \iint dxdy \left[\left(\frac{d \,.\, \frac{p}{\sqrt{(1 + p^2 + q^2)}}}{dx} \right) + \left(\frac{d \,.\, \frac{q}{\sqrt{(1 + p^2 + q^2)}}}{dy} \right) \right] = \tfrac{1}{2} Hc \,.\, cos.\, \omega,$$

und endlich

$$gDV = \tfrac{1}{2} Hc \,.\, cos.\, \omega.$$

Das heisst: „*das Volumen des durch die Haarröhrchenkraft über das Niveau erhobenen Flüssigen ist proportional dem Umfange des Durchschnittes der Oberfläche mit der innern Fläche der Röhre*" *).

*) Die hier in Nr. 7. mitgetheilten Untersuchungen, welche ich ihrer Wichtigkeit halber nicht übergehen konnte,

D. *Anwendung der Theorie auf den Fall, wenn das Fluidum in dem Zwiſchenraume zwiſchen zwei concentriſchen Cylindern durch die Haarröhrchenkraft gehoben wird.*

8. Wir fanden oben in §. 4. die Gleichung

$$\frac{u\cdot\frac{dz}{du}}{\sqrt{\left(1+\frac{dz^2}{du^2}\right)}} - 2a\int zudu = \frac{u^2}{b} + const.$$

für die Oberfläche des durch die Haarröhrchenkraft erhobenen Flüſſigen in einer durch Umdre-

ſcheinen mir in Rückſicht der analytiſchen Schlüſſe einiger Erläuterung zu bedürfen. Ich will daher hier einige Bemerkungen mittheilen, wodurch ich mir dieſe Unterſuchung in ein helleres Licht zu ſetzen geſucht habe.

Nach der, alle Mahl möglichen, Vorausſetzung ſoll in Fig. 9 die Achſe der x, AB und die Achſe der y, AC ſo angenommen werden, daſs der ganze horizontale Querſchnitt DE der Röhre innerhalb des Winkels BAC liege; wir wollen die wachſenden x und y von A an nach B und C zu rechnen. Stellen wir uns nun über der horizontalen Grundfläche DE einen Körper vor, deſſen Oberfläche durch vertikale Ordinaten $(h+z)$ beſtimmt wird, ſo erhalten wir zuerſt den Inhalt eines unbeſtimmten vertikalen Durchſchnittes, der durch FG mit AB parallel gelegt iſt, wenn wir das Integral $\int dx(h+z)$ ſo ſuchen, daſs y als beſtändig angeſehen wird, und wenn wir die Grenzen dieſes Integrals demjenigen Werthe von x gemäſs annehmen, welcher für den Umfang der Curve DE mit irgend einem Werthe von y zuſammen gehört; und hieraus wird ferner der Inhalt des ganzen Körpers $=\int dy.\int dx(h+z)$ beſtimmt, abermahls die Grenzen des Integrals den Grenzen der Curve DE gemäſs genommen. Bei dieſer Integration wächſt offenbar x von F bis G und auf ähnliche Weiſe auch y; und es ſind daher dx, dy immer fort poſitiv.

hung entſtandenen cylindriſchen Röhre. Dieſe Formel gilt nicht bloſs für den Fall, da die vertikale Achſe der durch Umdrehung entſtandenen

Auch das Integral $\iint dx \,.\, dy \,.\, \left(\frac{d \, \frac{p}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}}{dx} \right)$ und das ähnliche $\iint dx \,.\, dy \,.\, \left(\frac{d \,.\, \frac{q}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}}{dy} \right)$ laſſen ſich auf die Cubatur eines Körpers zurück führen. Ich werde nur das erſtere betrachten, da ſich die Anwendung auf das zweite leicht machen läſst, und $\frac{p}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}} = S$ ſetzen. Das Integral $\iint dx \,.\, dy \,.\, \left(\frac{dS}{dx}\right)$ druckt den Inhalt eines Körpers aus, deſſen Oberfläche durch die vertikale Ordinate $= \left(\frac{dS}{dx}\right)$, die zu den horizontalen Ordinaten x, y gehört, beſtimmt wird; weil aber x, y ſich nicht über die Grenzen der Figur DE erſtrecken, ſo muſs das Integral ebenfalls für dieſe Grenzen geſucht werden. Suchen wir nun zuerſt die Gröſse des unbeſtimmten vertikalen Schnittes, der durch eine mit x parallele Linie FG gelegt iſt, ſo wird dieſe

$$= \int dx \left(\frac{dS}{dx}\right) = S + conſt.,$$

oder $= S - (S)$, wenn (S) der Werth iſt, welchen S in dem Punkte F hat; und der Werth dieſes Integrals wird vollſtändig gefunden, wenn man für S den Werth ſetzt, den dieſe Gröſse in G erhält.

Wie nun weiter $\int dy \, [S-(S)]$ den Inhalt des beſchriebenen Körpers giebt, erhellet von ſelbſt. Alle Punkte alſo, auf welche ſich (S) bezieht, liegen in dem gegen die Achſe der y convexen Theile, hingegen alle, auf welche ſich S bezieht, in dem entgegen geſetzten Theile der Curve.

Es läſst ſich nun leicht überſehen, daſs die Integration

$$\iint dy \,.\, dx \left(\frac{dT}{dy}\right) = \int dx \, [T-(T)]$$

Oberfläche durch den niedrigsten Punkt dieser Oberfläche geht, wie dort bei der kreisförmig cylindrischen Röhre, sondern überhaupt für jede

giebt, wenn sich (T) auf den Anfang und T auf das Ende des Integrals beziehen (wo $T = \frac{q}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}$ ist), und hier gelten alle vorigen Bemerkungen. Gehören (T) und (S) beide für den Punkt F, so hat man den in den fernern Schlüssen erwähnten ersten Fall; dagegen gehören in G, als dem Anfange des Schnittes GI und dem Ende des GF, zusammen S mit (T); und so ergeben sich die vier möglichen Fälle für alle verschiedenen Punkte der Curve, und eben damit ergiebt sich die allgemeine Richtigkeit des Ausdrucks

$$\pm \frac{pdy - qdx}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}},$$

so wie er im Fortgange der Untersuchung angenommen wird. Dass aber dy, dx sich hier auf die Curve DE beziehen, erhellet daraus, weil p, q, (p), (q) die Werthe sind, welche diese Grössen, die sich auf die Oberfläche des Fluidums beziehen, an den Grenzen dieser Figur erhalten.

In Rücksicht der Formel

$$\pm \frac{pdy - qdx}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}} = ds \,.\, \cos.\omega$$

würde ich mich auf die Theorie der krummen Flächen, welche nicht hierher gehört, beziehen, wenn ich irgend ein Buch anzugeben wüsste, wo die Ableitung dieser Formel sich erläutert fände. Da es mir hieran aber gänzlich fehlt, so will ich versuchen, den Ursprung der Formel kurz anzugeben. Stellt man sich an irgend einer Stelle des gemeinschaftlichen Durchschnitts der Röhrenwand und der Oberfläche des Flüssigen zwei Tangential-Ebenen vor, deren eine die Röhrenwand, die andere die Oberfläche des Flüssigen in der Röhre berührt, so haben diese Ebenen das Differential der Durchschnittslinie beider Flächen $= ds$ gemeinschaftlich, und sie bilden zusammen den Winkel $= \omega$. Beziehen sich nun die Grössen p, q auf die Oberfläche des Flüssigen, dx, dy aber auf die Röhren-

hung ent[illegible] ...ndene Oberfläche des Formel gilt [illegible] den Fall, da in einer wei-kale Achs[illegible] ...drischen Röhre sich ein con- [illegible] Cylinder befindet, und das [illegible] ringförmigen sehr engen Rau- [illegible] ...den Cylinderflächen erhebt. Nur [illegible] nicht die beiden Krümmungshalb- [illegible] für den niedrigsten Punkt der Ober- [illegible] setzen, sondern wir müssen allgemeiner [illegible] annehmen, wo also b eine andere Bedeu- [illegible] als vorhin hat.

wand, so ist erstlich $\frac{dy}{dx}$ die Tangente des Winkels, welchen die Röhrenwand an dieser Stelle mit der Achse der x macht, und zweitens $-\frac{p}{q}$ die Tangente des Winkels, welchen die Durchschnittslinie der an die Oberfläche des Fluidums gelegten Tangential-Ebene mit der Horizontal-Ebene, mit eben der Achse der x bildet. Zieht man auf die zuletzt erwähnte Durchschnittslinie eine in der Horizontal-Ebene liegende Senkrechte, so macht diese mit den x einen Winkel, dessen Tangente $= + \frac{q}{p}$ ist, und wenn man durch sie eine vertikale Ebene setzt, so ist diese gegen die Röhrenwand oder die Berührungs-Ebene derselben geneigt, unter einem Winkel, dessen Tangente $= \frac{pdy - qdx}{pdx + qdy}$, oder dessen Sinus $= \frac{pdy - qdx}{ds \cdot \sqrt{(p^2 + q^2)}}$ ist. An dem Punkte der beiden Oberflächen, wo die Tangential-Ebenen einander berühren, entsteht ein rechtwinkliges körperliches Dreieck, dessen Seitenflächen diese beiden Tangential-Ebenen und die Vertikal-Ebene sind, die mit x den horizontalen Winkel $= ang.\ tang.\ \frac{q}{p}$ macht. Letztere steht auf der an die Oberfläche des Flüssigen gelegten Berührungs-Ebene senkrecht, und ist die Ebene

Um in jener Gleichung die Conſtante zu beſtimmen, dient uns die Bemerkung, daſs da, wo das Flüſſige die Oberfläche des innern Cylinders berührt,

$$\frac{\frac{dz}{du}}{\sqrt{\left(1+\frac{dz^2}{du^2}\right)}} = - \textit{ſin.}\,\vartheta'$$

iſt, wo ϑ' die Bedeutung hat, wie am Ende von §. 4., und *ſin.* ϑ negativ geſetzt iſt, weil in dieſem Punkte $\frac{dz}{du}$ negativ iſt, indem u von der Achſe des

ihres Neigungswinkels gegen den Horizont; dieſes Neigungswinkels Coſinus iſt $= \frac{1}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}} =$ dem Sinus der an dieſer Ebene liegenden Seitenfläche des körperlichen Dreieckes (nach Monge, *applic. de l'anal. à la géometrie*, T. 2. p. 33.), und man findet daher zwiſchen den Winkeln und der einen Cathete des rechtwinkligen Dreieckes die Gleichung

$$cos.\,\omega = \frac{pdy - qdx}{ds \cdot \sqrt{(1+p^2+q^2)}},$$

weil $\frac{pdy - qdx}{ds \cdot \sqrt{(p^2+q^2)}}$ des dritten Winkels Sinus und $\sqrt{\frac{p^2+q^2}{(1+p^2+q^2)}}$ der Coſinus der Seite iſt, die ω gegenüber ſteht.

Dieſer Ueberlegung gemäſs habe ich den Schluſsſatz in §. 7. ſo überſetzt, daſs ich *ſection* für den Durchſchnitt der Oberfläche des Flüſſigen mit der innern Fläche der Röhre angenommen habe, obgleich man ſonſt bei Herrn La Place's Worten ein wenig zweifelhaft bleiben könnte, welcher Schnitt eigentlich gemeint ſey, wenn es heiſst: *le volume de fluide, élevé au-deſſus du niveau par l'action capillaire eſt proportionnel au contour de la ſection de la ſurface intérieure du tube.*

Brandes.

Cylinders an gerechnet wird. Setzt man nun den Halbmeſſer dieſes Cylinders $= l$, und läſst das Integral $\int zudu$ da, wo $u = l$ iſt, anfangen, ſo iſt

$$const. = -l \,.\, fin. \vartheta' - \frac{l^2}{b}.$$

Wäre $\alpha = o$, und man ſetzt den Halbmeſſer des hohlen Cylinders $= l'$, ſo iſt $u = l'$ für den Punkt, wo das Flüſſige die äuſsere Wand berührt, wo wieder (weil die innere und äuſsere Cylinderwand aus einerlei Materie beſtehen),

$$\frac{\frac{dz}{du}}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)}} = fin. \vartheta'$$

iſt, und alſo hier

$$l' \,.\, fin. \vartheta' = \frac{l'^2 - l^2}{b} - l \,.\, fin. \vartheta'$$

und $$\frac{1}{b} = \frac{fin. \vartheta'}{l' - l}.$$

Dieſes würde, wenn man es in die allgemeine Gleichung ſetzte, einen integrabeln Werth von dz geben. Da aber α nicht $= o$ iſt, ſo dürfen wir in der zu Anfange dieſes §. angeführten Differentialgleichung das zweite Glied nicht überſehen, und erhalten

$$\frac{1}{b} = \frac{fin. \vartheta'}{l' - l} - \frac{2\alpha \int zudu}{(l' - l) \,.\, (l' + l)},$$

wo das Integral $\int zudu$ von $u = l$ bis $u = l'$ genommen werden muſs. Da $\int zudu = \frac{1}{2} u^2 z - \frac{1}{2} \int u^2 dz$, ſo erhält man, mit Weglaſſung der in α multiplicirten Gröſsen, oder aus dem durch die Voraus-

fetzung $\alpha = 0$ gefundenen Werthe von dz, das Integral

$$\int zudu = \tfrac{1}{2}u^2 \int \frac{(u^2 - ll').\,\sin\vartheta'.\,du}{\sqrt{[u^2(l'-l)^2 - (u^2 - ll')^2.\sin.^2\vartheta']}}$$
$$- \tfrac{1}{2}\int \frac{(u^2 - ll')\,u^2du.\,\sin.\vartheta'}{\sqrt{[u^2(l'-l)^2 - (u^2 - ll')^2\,\sin.^2\vartheta']}},$$

und der Werth von $\frac{1}{b}$ würde aus der Gleichung

$$\frac{1}{b} = \frac{\sin.\vartheta'}{l'-l} - \frac{2\alpha\int zudu}{l'^2 - l^2}$$

bis auf Gröfsen von der Ordnung α^2 vollftändig zu finden feyn, wenn man die Integrale durch Näherung fuchte. Aber in engen Röhren ift, wie wir in §. 6. fahen, α fehr klein, und wir können alfo auch hier, wenn $l'-l$ fehr klein ift, die in α multiplicirten Glieder weglaffen, und beinahe fetzen

$$\frac{1}{b} = \frac{\sin.\vartheta'}{l'-l}.$$

Stellen wir uns nun einen unendlich engen Kanal vor, welcher von der niedrigften Stelle der Oberfläche des in dem ringförmig cylindrifchen Raume enthaltenen Flüffigen niederwärts geht, und fich unterhalb der cylindrifchen Wand wieder bis zum Niveau des Fluidums im Gefäfse, in welches der doppelte Cylinder eingetaucht ift, hinauf krümmt, fo ift $K - \frac{H}{b}$ die Wirkung des zwifchen den Cylinderwänden enthaltenen Flüffigen auf diefen Kanal, weil nach unferer Bezeichnung $\frac{2}{b} = \frac{1}{b} + \frac{1}{b'}$ ift, wenn b, b' den gröfsten und kleinften Krümmungshalbmeffer im niedrigften Punkte der Ober-

fläche bedeuten. Man überſieht alſo leicht (aus §. 6.), daſs

$$gq' = \frac{H}{b} = \frac{H \cdot \sin.\vartheta'}{l' - l}$$

iſt, wenn q' die ſenkrechte Höhe des niedrigſten Punktes der Oberfläche über dem Niveau des umgebenden Flüſſigen bedeutet; und ſo wird

$$q' = \frac{H}{g} \cdot \frac{\sin.\vartheta'}{l' - l},$$

Alſo iſt die Erhebung des Flüſſigen über das Niveau hier eben ſo groſs, als (nach §. 6.) in einem cylindriſchen Haarröhrchen, deſſen Halbmeſſer $= l' - l$, das heiſst, dem Abſtande der beiden Wände des ringförmig cylindriſchen Raumes gleich iſt.

Wäre die Oberfläche *convex*, ſo gäbe eben der Ausdruck für q' die Tiefe des Flüſſigen im Röhrchen unterhalb dem Niveau des umgebenden Flüſſigen.

E. *Anwendung auf zwei parallele vertikal eingetauchte ebene Flächen.*

9. Es ſey (Fig. 7.) AOB der Querſchnitt der Oberfläche des zwiſchen zwei parallelen vertikalen Ebenen enthaltenen Fluidums, wenn dieſe Ebenen in ein gröſseres Gefäſs eingetaucht ſind, ſo iſt $z = MO$ eine Function der einzigen Gröſse $MN = y$. Sollen hier wieder b, b' den gröſsten und kleinſten Krümmungshalbmeſſer der Oberfläche des Flüſſigen im niedrigſten Punkte O bedeuten, ſo iſt b unendlich und b' iſt der Krümmungshalbmeſſer der Curve AOB im Punkte O; und eben ſo wird in jedem andern Punkte N der gröſste Krümmungs-

halbmeſſer unendlich und der kleinſte dem Krümmungshalbmeſſer der Curve *AOB* in jenem Punkte gleich; das iſt $= \frac{(dy^2 + dz^2)^{\frac{3}{2}}}{dy \,.\, d^2z}$. Die allgemeine Gleichung in §. 4., nämlich $\frac{1}{R} + \frac{1}{R'} - 2\alpha z = \frac{1}{b} + \frac{1}{b'}$, giebt alſo hier

$$\frac{\frac{d^2z}{dy^2}}{\left(1 + \frac{dz^2}{dy^2}\right)^{\frac{3}{2}}} - 2\alpha z = \frac{1}{b'},$$

Mit dz multiplicirt und integrirt, giebt dieſes

$$-\frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{dy^2}\right)}} - \alpha z^2 = \frac{z}{b'} + Const.$$

Da nun in O, $\frac{dz}{dy} = o$ iſt, und hier das Integral verſchwinden ſoll, ſo iſt $const. = -1$, und

$$\frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{dy^2}\right)}} = \frac{b' - z}{b'} - \alpha z^2.$$

Es ſey $Z = \frac{b' - z}{b'} - \alpha z^2$, ſo iſt $dy = \frac{Zdz}{\sqrt{(1 - Z^2)}}$. Dieſe Gleichung iſt die für die *elaſtiſche Curve*, und dieſes muſs ſo ſeyn. Denn ſowohl hier als bei der elaſtiſchen Curve iſt die von der Krümmung abhängige Kraft dem Krümmungshalbmeſſer umgekehrt proportional.

In dem Punkte A, welcher der höchſte der Curve AN iſt, hat man $\frac{dz}{dy} = tang.\vartheta'$, wenn wieder ϑ' das Complement des Winkels iſt, welchen der äuſserſte Theil der Curve mit der eingetauchten Ebene macht. Für dieſen Punkt iſt alſo

$tang.\vartheta' = \frac{\sqrt{(1-Z^2)}}{Z}$ oder $Z = cos.\vartheta'$, und folglich der äufserfte Werth von z durch die Gleichung $\frac{b'-z}{b'} - \alpha z^2 = cos.\vartheta'$ beftimmt, oder

$$z = -\frac{1}{2\alpha b'} + \sqrt{\left(\frac{2 \cdot sin.^2 \frac{1}{2}\vartheta'}{\alpha} + \frac{1}{4\alpha^2 b'^2}\right)}.$$

Für den Fall, da die beiden Ebenen unendlich weit von einander entfernt find, ift $b' = \infty$, und $z = \frac{2 \cdot sin. \frac{1}{2}\vartheta'}{\sqrt{2\alpha}}$. Die Höhe, um welche das Fluidum fich an einer *einzeln eingetauchten Platte* erheben wird, läfst fich alfo beftimmen, wenn man weifs, wie hoch es in einem Haarröhrchen von gleicher Materie und gegebenem Halbmeffer fteigt. Wir fanden, wenn q diefe letztere Höhe bei dem Halbmeffer $= l$ ift, in §. 6. die Gröfse $\frac{g}{H} = \alpha = \frac{sin.\vartheta'}{l \cdot q}$; alfo ift hier $z = \sqrt{ql \cdot tang. \frac{1}{2}\vartheta'}$, die Höhe in A. Setzt man $\vartheta' = 90°$, wie es bei Waffer und Glas richtig zu feyn fcheint, und und $l = 1$ Millimeter, fo ift $q = 6{,}784$ Millimeter; daraus würde für die Höhe des Waffers an einer vertikal eingetauchten Glasplatte folgen, $z = 2{,}6036$ Millimeter. Die Erfahrung mufs die Höhe etwas geringer geben, weil der Punkt, den wir in der Erfahrung für den Anfang der Curve nehmen, alle Mahl fchon etwas von der eingetauchten Ebene entfernt, alfo niedriger als A liegt; denn A bedeutet den Punkt, der Grade am Ende der Wirkungsfphäre der Ebene, alfo in einer unmerklichen Entfernung von derfelben liegt.

In

In dem hier betrachteten Falle, wo die eingetauchten Ebenen unendlich von einander entfernt ſind, erhält man für die Oberfläche die Differentialgleichung

$$dy = \frac{(1 - \alpha z^2)\,dz}{z\sqrt{\alpha}\,.\,\sqrt{(2 - \alpha z^2)}}\,.$$

Stellt in Fig. 10. PQ die Niveaulinie des Flüſſigen vor, ſo iſt $PV = z$, und wenn $VN = y'$, ſo wird $dy' = -dy$, und für die Curve ANQ, welche das Fluidum in der Nähe der Wand bildet, iſt

$$dy' = \frac{(\alpha z^2 - 1)\,dz}{z\sqrt{2\alpha}\,.\,\sqrt{(1 - \frac{1}{2}\alpha z^2)}},$$

eine Gleichung, die leicht integrabel iſt, und y durch algebraiſche und logarithmiſche Functionen von z ausdruckt.

In dem Falle, da der Abſtand der Ebenen von einander ſehr geringe iſt, giebt die Gleichung $Z = 1 - \frac{z}{b'}\,\alpha z^2$, oder $\frac{z}{b'} = 1 - Z - \frac{\alpha b'^2 z^2}{b'^2}$, für $\frac{z}{b'}$ den *genäherten* Werth

$$\frac{z}{b'} = 1 - Z - \alpha b'^2 (1 - Z)^2,$$

wenn man die Glieder, die α^2 enthalten, ſchon wegläſst. Hieraus folgt dann

$$dz = -b'dZ\,[1 - 2\alpha\,.\,b'^2\,(1 - Z) + etc.],$$

und folglich

$$\frac{dy}{b'} = -\frac{ZdZ\,[1 - 2\alpha b'^2\,(1 - Z)]}{\sqrt{(1 - Z^2)}}.$$

Es ſey $Z = cos.\vartheta$, alſo

$$\frac{dy}{b'} = d\vartheta\,.\,cos.\vartheta\,.\,[1 - 2\alpha b'^2 (1 - cos.\vartheta)],$$

ſo wird $\frac{y}{b'} = ſin.\vartheta - \alpha b'^2 (2ſin.\vartheta - \vartheta - \frac{1}{2}ſin.2\vartheta)$.

Setzt man alſo den äuſserſten Werth von $y = l$, und den äuſserſten Werth von $\vartheta = \vartheta'$, und nimmt aus dem Vorigen $\alpha = \frac{\sin\vartheta'}{ql}$, ſo iſt

$$\frac{1}{b'} = \frac{\sin.\vartheta'}{l}\left[1 - \frac{2l}{q\sin.\vartheta'}\left(1 - \frac{\vartheta'}{2\sin.\vartheta'} - \tfrac{1}{2}\cos.\vartheta'\right)\right].$$

Für unſern Fall, da l ſehr klein gegen q, oder wenn die Ebenen einander ſehr nahe ſind, iſt alſo $\frac{1}{b'}$ beinahe $= \frac{\sin.\vartheta'}{l}$. Wie viel dieſer Ausdruck ungefähr von der Wahrheit abweicht, beſtimmt man am leichteſten für den Fall, da ϑ' ein rechter Winkel iſt; dann wird

$$\frac{2l}{q\cdot\sin.\vartheta'}\left(1 - \frac{\vartheta'}{2\sin.\vartheta'} - \tfrac{1}{2}\cos.\vartheta'\right) = \frac{2l}{q}\left(1 - \tfrac{1}{4}\pi\right).$$

Für $l = 1$ Millimeter iſt dieſer Bruch in Rückſicht auf Waſſer und Glasröhren $= \frac{2}{6{,}784}(1 - \frac{1}{4}\pi) = \frac{1}{15{,}81}$, und er kann alſo in Vergleichung der Einheit weggelaſſen werden.

Endlich findet man für die Höhe q', welche das Fluidum zwiſchen den parallelen vertikalen Ebenen erreicht, wenn ſie um $2l$ von einander entfernt ſind, $q' = \frac{H}{2gb'}$, weil nämlich hier $\frac{1}{2}H\left(\frac{1}{b} + \frac{1}{b'}\right) = \frac{H}{2b'}$ iſt, alſo hier

$$q' = \frac{H}{g}\cdot\frac{\sin.\vartheta'}{2l}\left[1 - \frac{2l}{q\cdot\sin.\vartheta'}\left(1 - \frac{\vartheta'}{2.\sin.\vartheta'} - \tfrac{1}{2}\cos.\vartheta'\right)\right].$$

Eben dieſe Formel druckt die Depreſſion des Flüſſigen aus, wenn die Oberfläche *convex* iſt, und bei ſehr kleinen Werthen von l wird

$$q' = \frac{H}{g}\cdot\frac{\sin.\vartheta'}{2l}.$$

Sind die parallelen Ebenen *gegen den Horizont geneigt,* so kann man, wenn sie einander sehr nahe sind, annehmen, daſs die Oberfläche des zwischen ihnen enthaltenen Flüſſigen und ihre Lage gegen die Ebenen beinahe so bleibt, wie bei vertikaler Lage, so wie dieses nach §. 6. bei sehr engen Röhren der Fall ist; daher gilt der eben gefundene Ausdruck für q', als der vertikalen Höhe über dem Niveau, bei jeder Neigung, wofern nur l sehr klein ist.

F. *Ueber das Gleichgewicht eines Tropfens in einem konischen Haarröhrchen.*

10. Es sey (Fig. 11.) $ABCD$ ein konisches, an beiden Enden offenes, Haarröhrchen, und $MM'N'N$ die darin enthaltene Säule des Flüſſigen. Wir wollen zuerst die Achse OE der Röhre, deren Spitze in O fallen würde, wenn man sie in Gedanken vollständig macht, als horizontal annehmen, und die Oberfläche des Flüſſigen als concav voraus setzen. Da die Röhre in p enger als in p' ist, so wird der Krümmungshalbmesser der Oberfläche dort kleiner als hier seyn; und wenn jener b, dieser b' heiſst, so ist die Wirkung auf einen unendlich engen Kanal pp' in p, $= K - \frac{H}{b}$, und in p', $= K - \frac{H}{b'}$, also, weil $b' > b$, diese Wirkung in p' gröſser als in p, und das Fluidum wird zu einer Bewegung nach O hin angetrieben. Das Entgegengesetzte würde bei convexen Ober-

[illegible] weil dann jene Wirkungen [illegible] $+ \frac{H}{b}$, alſo der Druck in p [illegible] der Antrieb zur Bewegung von [illegible] gerichtet ſeyn würde.

Um die Krümmungshalbmeſſer b, b' zu bestimmen, ſey für q, als der Mitte der Säule pp', $Oq = a$, und die Länge pp' des Tropfens $= 2 . \beta$, ferner ſey $\omega =$ dem ſehr kleinen Winkel MOp, und $\vartheta =$ dem Complemente der Neigung des äuſſerſten Theils des Bogens pM gegen die Wand OM der Röhre. Es erhellet nun leicht, daſs, wenn MpN, $Mp'N'$ Kreisbogen wären, man hätte $b = \frac{(a - \beta)\ tang.\omega}{ſin.\vartheta' + tang.\omega}$, und $b' = \frac{(a + \beta)\ tang.\omega}{ſin.\vartheta' - tang.\omega}$, alſo

$$\frac{H}{b} - \frac{H}{b'} = \frac{H . ſin.\vartheta'}{tang.\omega}\left(\frac{2\beta}{a^2} + \frac{2\beta^3}{a^4} + etc.\right) + \frac{2H}{a}\left(1 + \frac{\beta^2}{a^2} + etc.\right).$$

Erhebt man den Punkt A, ſo daſs die Achſe OE ſich unter einem Winkel $= V$ gegen den Horizont neigt, ſo iſt das Gewicht der Säule pp', ſo fern es hier in Betrachtung kommt, $= 2g\beta . ſin.V$. Soll alſo dieſe flüſſige Säule durch die Haarröhrchen-Kraft im Gleichgewichte erhalten werden, ſo muſs

$$2g\beta . ſin.V = \frac{H}{b} - \frac{H}{b'},$$

oder
$$2g\beta . ſin.V = \frac{2H . \beta . ſin.\vartheta'}{a^2 . tang.\omega} + \frac{2H}{a}$$

ſeyn, wenn man die unbedeutenden Glieder weglàſst.

Wir wollen l für die Höhe annehmen, welche eben dieſes Fluidum in einer cylindriſchen Röhre vom Halbmeſſer $= a . tang.\omega$ erreicht, näm-

lich in einer Röhre von dem Halbmesser, welchen die konische Röhre in q hat, so ist

$$g \cdot l = \frac{H \cdot \sin.\vartheta'}{a \cdot \text{tang.}\,\omega},$$

und folglich

$$\sin.V = \frac{l}{a} + \frac{l \cdot \text{tang.}\,\omega}{\beta \cdot \sin.\vartheta'} \quad \text{oder} = \frac{l}{a}\left(1 + \frac{a \cdot \text{tang.}\,\omega}{\beta \cdot \sin.\vartheta'}\right).$$

In dieser Gleichung ist $\frac{a \cdot \text{tang.}\,\omega}{\beta \cdot \sin.\vartheta}$ sehr klein gegen $\frac{l}{a}$, wenn $a \cdot \text{tang.}\,\omega$ sehr klein gegen β, oder die Länge der kleinen Säule bedeutend gröſser, als ihre Dicke im Punkte q ist. Für diesen Fall hat man *beinahe*

$$\sin.V = \frac{l}{a},$$

und, weil l sich umgekehrt wie a verhält, so ist $\frac{l}{a}$ im umgekehrten Verhältnisse der Gröſse a^2; bei kleinen Werthen von V ist also dieser Winkel selbst sehr nahe dem Quadrate der Entfernung Oq der Mitte des Tropfens von der Spitze des Kegels umgekehrt proportional.

Das Glied $\frac{l \cdot \text{tang.}\,\omega}{\beta \cdot \sin.\vartheta'}$ rührt von dem Unterschiede in der Anzahl von Graden her, welche die Bogen MpN, $M'p'N'$ fassen, und dieser Unterschied hat seinen Grund in der entgegen gesetzten Lage beider Bogen, indem einer seine convexe, der andere seine concave Seite nach der Spitze des Kegels kehrt. Dieses Glied kann ohne erheblichen Irrthum übersehen werden, wenn die Länge 2β des Tropfens viel gröſser als seine Dicke in der Mitte ist, und in diesem Falle kann man die beiden Cur-

[illegible] $M \mu N'$ als einander ähnlich anfehen. [illegible] vorhin diefe Curven als kreisför- [illegible] die beiden Oberflächen als fphärifch; [illegible] erhellet, dafs wegen der Wirkung [illegible] der Werth von $\frac{1}{b}$ um ein kleines [illegible] der Form $\frac{1}{b} \cdot Q \; \frac{g}{H} \cdot b^2$ vermindert [illegible] Q ein von b unabhängiger Quotient ift. [illegible] auf ähnliche Weife vermindert wird, fo [illegible] die Differenz $\frac{H}{b} - \frac{H}{b'}$ um $Qg\,(b' - b)$, [illegible] beinahe um $\frac{2Qg \,.\, \beta \,.\, tang. \,\omega}{fin. \vartheta'}$; der Werth von [illegible] wird alfo um $\frac{Q \,.\, tang. \,\omega}{fin. \vartheta'}$ vermehrt. Es läfst [illegible] überfehen, dafs Q eine kleine Zahl, wahr- [illegible] kleiner als 1 ift, (in §. 4. findet fie fich nur [illegible], wenn man in dem Ausdrucke für $\frac{1}{b}$, $\vartheta' = \frac{1}{2}\pi$ [illegible]); der Winkel V wächft daher um einen fehr geringen Winkel, der kleiner als ω ift, und folg- [illegible] nicht in Betrachtung kommt.

G. Ueber die Figur und das Gleichgewicht eines Tropfens zwifchen zwei Ebenen, die fich mit einem ihrer Ränder in einer horizontalen Linie berühren.

11. Befindet fich ein Tropfen eines Flüffigen zwifchen zwei einander fehr nahen parallelen und horizontalen Ebenen, fo erhellet von felbft, dafs feine horizontalen Querfchnitte Kreife feyn werden. Die Figur des vertikalen Schnittes läfst fich, wenn

man die Wirkung der Schwere bei Seite ſetzt und die Dicke des Tropfens als geringe gegen ſeine Breite annimmt, aus der Differentialformel in §. 4. beſtimmen. Dieſe Unterſuchung giebt zum Reſultate *)

$$\frac{1}{b} - \frac{1}{b'} = \frac{\sin.\vartheta'}{h}\left(1 - \frac{h}{2b'}\,\frac{\vartheta'}{\sin.^2\vartheta'} - \frac{h.\cos.\vartheta'}{2b'.\sin.\vartheta'}\right),$$

und es iſt hier b' der Halbmeſſer der Durchſchnittslinie, welche eine durch den Schwerpunkt gelegte Horizontal-Ebene mit der Oberfläche des Tropfens bildet; b der Krümmungshalbmeſſer des vertikalen, durch den Schwerpunkt gehenden, Schnittes, an der Stelle, wo die horizontale, durch den Schwerpunkt gehende, Ebene ſie ſchneidet; h der halbe Abſtand der Ebenen von einander; und ϑ' der durch die Natur des Fluidums und der anziehenden Flächen beſtimmte Winkel, unter welchem der nächſte Theil der krummen Oberfläche des Tropfens gegen eine auf die feſten Ebenen ſenkrechte Linie geneigt iſt.

Sind die beiden Ebenen unter einem kleinen Winkel 2ω gegen einander geneigt, und berühren einander in einer horizontalen Linie, während ſie mit dem Horizonte die Winkel $V - \omega$ und $V + \omega$ machen, ſo weicht, wenn die Dicke des Tropfens ſehr geringe gegen ſeine Breite iſt, die Figur deſſelben nur noch wenig von der Kreisform ab, zumahl wenn V ein kleiner Winkel

*) Ich übergehe ſie hier, als ganz der Analyſis angehörend. *Br.*

ist *). Stellt man sich einen Schnitt durch den Schwerpunkt des Tropfens, senkrecht auf die horizontale Durchschnittslinie der beiden Ebenen vor, so wird die Figur der Durchschnittslinie dieser Ebene mit des Tropfens Oberfläche, noch fast durch eben die Gleichung, wie im vorigen Falle, bestimmt, jedoch bedeutet hier $2h$ die Entfernung der Ebenen in dem äufsersten Punkte des Durchschnitts, und ist demnach für des Tropfens eine Seite anders als für die andere Seite, und wegen der daraus folgenden Ungleichheit der Krümmungshalbmesser für die Mitte des Durchschnitts an beiden Seiten des Tropfens ist die Einwirkung der Haarröhrchenkraft verschieden. Soll nun der Tropfen im Gleichgewichte bleiben, so mufs der Winkel V einen gewissen Werth erhalten, und man findet durch Rechnungen, die indefs nur näherungsweise geführt werden können, die Gleichung

$$\sin. V = \frac{H . \sin. \vartheta'}{2a^2 . g \tan g. \omega},$$

wo H, ϑ', g die gewöhnliche Bedeutung haben, 2ω der Winkel ist, den die Ebenen mit einander machen, und a der Abstand, um welchen des Tropfens Mittelpunkt von der Durchschnittslinie der Ebenen entfernt ist. Der Winkel V also, dem wir hier nur kleine Werthe beilegen, ist ziemlich nahe der Gröfse $\frac{1}{a^2}$ proportional, so wie es bei einem im Gleichgewichte schwebenden Tropfen in einer konischen Röhre der Fall war.

*) Auch diese ganz algebraische Auseinandersetzung übergehe ich. *Br.*

H. *Nähere Betrachtung der Kräfte, welche die Concavität oder Convexität der Oberfläche eines Flüſſigen beſtimmen.*

12. Die vorzüglichſte Urſache, welche die Concavität oder Convexität des Flüſſigen in einer Röhre oder zwiſchen Ebenen beſtimmt, iſt die Attraction der Röhre auf das Flüſſige, verglichen mit der Attraction der Theilchen des Flüſſigen auf einander ſelbſt. Ich will hier voraus ſetzen, daſs beide Anziehungen einerlei Geſetz in Rückſicht auf die Entfernungen befolgen, und nur in Rückſicht der Intenſität bei gleichen Diſtanzen, für die Theilchen der Röhre anders ſind, als für die Theilchen des Flüſſigen *). Dieſe Intenſität wollen wir mit ρ für die Röhre und ρ' für das Flüſſige bezeichnen.

Es ſey (Fig. 12.) *ABCD* eine vertikale Röhre, die in ein bis an *MN* mit einem Flüſſigen gefülltes Gefäſs getaucht iſt, und wir wollen annehmen, die Oberfläche *pq* des Flüſſigen in der Röhre bleibe eben und in dem Niveau *MN*. Ein in der Wirkungsſphäre der Röhre liegender Punkt *O* wird nun von dieſer und von dem eingeſchloſſenen Fluidum zugleich angezogen. Die Attraction des unterhalb *MN* liegenden Theils der Röhre läſst ſich in eine vertikale, die wir $= \rho x$ ſetzen wollen, und eine horizontale, nach *p* zu gerichtete, zerlegen, die $= \rho y$ ſeyn mag. Die Attraction des obern Theils der Röhre giebt eine vertikale Kraft $= - \rho x$, und eine horizontale $= \rho y$; die erſtere

*) Vergl. oben S. 29. Anm. Gilbert.

ist [illegible] Röhre
Sc[illegible] folg-
ze[illegible] Flüs-
fo[illegible] $= Op$
n[illegible] Theiles
[illegible] tikal
[illegible]
[illegible] ...eidet
[illegible] Röh-
[illegible] ...e hori-
[illegible] $= \varrho' x.$

[illegible] $\varrho' x,$

[illegible] $x),$
[illegible] $- \varrho') y.$
[illegible] $= \varrho'$
[illegible] als
[illegible]
[illegible]
[illegible]
[illegible]
[illegible] wenn
[illegible] 3.)
[illegible] der Ho-

[illegible] AR des
[illegible] der Winkel
[illegible] der Attraction
[illegible] an A

liegenden Punkt entſtehende, auf AB ſenkrechte Kraft, und ϱK die dieſer Ebene parallele Kraft, ſo überſieht man, daſs des obern Theils der Ebene Einwirkung auf dieſen Punkt nach einer auf AB ſenkrechten Richtung $= \varrho k$, nach vertikaler Richtung $= - \varrho K$ ſeyn wird. Eben dieſes Theilchen iſt nun auch der Anziehung des Flüſſigen, welches der Raum BAD enthält, unterworfen, und wenn man mit $\varrho' K$ die vertikale Attraction des Flüſſigen für den Fall bezeichnet, wenn BAD ein rechter Winkel wäre, ſo wird für $BAD = \vartheta$ eben dieſe Attraction $= \varrho' K . \sin . \vartheta$, und die horizontale Attraction $\varrho' K (1 - \cos . \vartheta)$; denn $\varrho' K d\vartheta \cos . \vartheta$ und $\varrho' K d\vartheta \sin . \vartheta$ ſind die elementariſchen Attractionen des kleinen Stückes pAD, wenn pAD den Winkel $d\vartheta$ vorſtellt. Endlich wirkt auf das Theilchen A noch das zwiſchen der Tangente und dem Bogen AR enthaltene Flüſſige mit einer Kraft, die wir $= Q$ ſetzen und deren Richtung wir nach AQ annehmen wollen. Iſt alſo $QAB = \omega$, ſo giebt die Maſſe DAR eine vertikale Attraction $= Q . \cos . \omega$ und eine horizontale $= Q . \sin . \omega$.

Die Vereinigung aller dieſer Kräfte bringt eine mittlere Kraft $= R$ hervor, welche auf AD ſenkrecht ſeyn muſs, wenn AD in A die Tangente an der beim Gleichgewichte Statt findenden freien Oberfläche iſt, und dieſe mittlere Kraft giebt alſo eine vertikale $= R . \sin . \vartheta$, und eine horizontale $= R . \cos . \vartheta$. Da dieſe Kräfte den Summen der vorhin einzeln gefundenen gleich ſeyn müſſen, ſo iſt

ist nämlich der von den ... herrührenden Kraft ρ... lich negativ. Um auch ... sigen auf den Punkt ... genommen; dann ... $pp'rD$ der flüssigen ... positiv herabwärts gehen; ... sieht man, nen. Die Attraction ... Ist $\rho = \frac{1}{2}\rho'$, sich von der Attr... die Oberflä-re nur durch die ... unsere letzte zontale Kraft ...

Auf den Pun... verschiedenen flüs-
die ve... er füllt, so fällt die
die ho... wenn das Verhältniss
Die Sum... eies zu beweisen, sey
und d... Curven gleich ent-
Die hori... innerhalb der Sphäre
oder ... angenommen wird,
die ... der Röhrenwand alle
hori... seyn. Wären nun alle
das ... würde die Einwirkung des
der ... Mahl einerlei Rich-
... tensität verschieden seyn.
an ... er Einwirkung der Röhre
d... gesetzte Kraft bei den
r... eine verschiedene Rich-
... diese Richtung auf die Ober-
... muss, wenn das Gleichge-
... so kann auch die Lage der
... diesen verschiedenen Fällen

lei seyn. Die Curven *AR* sind also verschieden, wenn $\frac{\varrho'}{\varrho}$ einen andern Werth erhält; die Oberflächen sind dann zugleich, da, wo sie die Röhrenwand berühren, ungleich gegen diese geneigt, und diese Neigung bestimmt, wie wir oben gesehen haben, die Grösse des Kugelsegments, welchem der ausserhalb der Wirkungssphäre der Röhrenwand liegende Theil der Oberfläche in engen Röhren sich nähert, und sie bestimmt zugleich die Höhe, bis zu welcher das Fluidum sich erhebt.

„Wenn der Quotient $\frac{\varrho}{\varrho'}$ wächst, so wird die „Curve immer mehr concav, und die ganze Ober„fläche des Flüssigen in der Röhre wird eine Halb„kugel, wenn $\varrho = \varrho'$ ist." Wir wollen uns vorstellen, die Röhre bestehe mit dem Fluidum aus einerlei Materie, und die Oberfläche *ABC* (Fig. 14.) sey eine Halbkugel. Betrachtet man nun *ABCS* als die vollständige Kugelfläche, und denkt sich auch den obern Theil der Röhre *RASC* mit eben dem Fluidum gefüllt, so wirken, wenn man die Schwere bei Seite setzt (welches in sehr engen Röhren geschehen darf), wegen der Gleichartigkeit der Materie des Flüssigen und der Röhre, auf jeden Punkt der Oberfläche *ABC* gleiche, und auf die Oberfläche senkrechte Kräfte, und dieses reicht hin, um das Gleichgewicht zu erhalten. (Diese Gleichheit und Perpendicularität der Kräfte in jedem Punkte der Oberfläche rührt nämlich daher, weil die Kugel ganz mit der gleichartigen Materie um-

geben ist, und es hier auf die Dicke der umgebenden Schichte gar nicht ankommt.) Läſst man nun auch den obern Theil *RASC* weg, so kann dieſs die wirkenden Kräfte auf *ABC* nur unmerklich ändern, wenn die Attraction nur in unmerklichen Entfernungen wirksam ist, und die Oberfläche ist folglich eine Halbkugel für $\varrho = \varrho'$.

Wenn die Attraction der Röhre auf das Flüssige stärker ist, als die Attraction der Theilchen des Flüssigen unter einander, so scheint es, daſs das Flüssige sich an die Röhre anhängt und ein Röhrchen innerhalb bildet, welches dann eigentlich die Oberfläche des Flüssigen erhebt und sie concav und halbkugelförmig macht. Wahrscheinlich findet dieses bei Wasser und Oehlen in Glasröhren Statt.

Wir wollen jetzt den Fall einer *convexen* Oberfläche betrachten. Es sey (Fig. 15.) *BAC* eine vertikale, in ein Flüssiges der Art eingetauchte Ebene, und *AR* der Durchschnitt der flüssigen Oberfläche mit einer auf jene Ebene senkrechten Ebene; *AD* sey eine Tangente an *AR*, und $BAD = \vartheta$. Die vertikale Attraction des Flüssigen *DAN* niederwärts würde $= - \varrho' K . (1 - sin. \vartheta)$, und die horizontale Attraction $= \varrho' K . \; cos. \vartheta'$, von *A* nach *N*, seyn. Da aber nicht *DAN*, sondern *RAN* die anziehende Masse ist, so muſs man für den Zwischenraum *DAR* etwas abziehen. *Q* sey die Attraction dieses Theilchens auf *A* nach der Richtung *AQ*, und $BAQ = \omega$, so ist für *DAR* die vertikale Attraction $= - Q . cos. \omega$

und die horizontale $= Q . \sin. \omega$. Es ist also für die Masse *RAN* die vertikale Attraction $=$ $Q \cos. \omega - \varrho' K (1 - \sin. \vartheta)$, und die horizontale $= \varrho' . K \cos. \vartheta - Q . \sin. \omega$. Die vertikale und horizontale Attraction der Masse *NAC* ist $= \varrho' K$, die vertikale Attraction der Ebene $= o$, und die horizontale $= - 2\varrho K$. Ist also *AV* die Richtung der mittlern Kraft, die wir $= R$ setzen, so ist *AV* senkrecht auf *AD* und

$$R . \sin. \vartheta = \varrho' K + Q . \cos. \omega - \varrho' K (1 - \sin. \vartheta),$$
$$R . \cos. \vartheta = (\varrho' - 2\varrho) K + \varrho' K . \cos. \vartheta - Q . \sin. \omega,$$

folglich

$$(\varrho' - 2\varrho) K . \sin. \vartheta = Q . \cos. (\omega - \vartheta),$$

und hier sind $\sin. \vartheta$, Q und $\cos. (\omega - \vartheta)$ positiv, wenn die Curve *AR* convex ist. In diesem Falle muss also $\varrho < \frac{1}{2}\varrho'$ seyn, und „es ist folglich die „Oberfläche convex oder concav, je nachdem $\varrho <$ „oder $> \frac{1}{2}\varrho'$ ist."

„Im Haarröhrchen nähert sich die Oberfläche „desto mehr einer convexen Halbkugel, je kleiner „ϱ ist, und wenn $\varrho = o$ oder unmerklich wäre, so „würde die Oberfläche wirklich eine Halbkugel bil-„den." *ASC* (Fig. 14.) sey diese halbkugelförmige Oberfläche, und *ASCB* die vollständige Kugel. Wäre nun der Theil *ABCNM* des Flüssigen gar nicht da, und setzt man die Schwere bei Seite, so wirken auf jeden Punkt der Kugelfläche gleiche und gegen diese Oberfläche senkrechte Kräfte; dann also wird das Gleichgewicht bestehen. Aber wenn nun auch die Masse *ABCNM* nicht fehlt, so

sieht man doch leicht, daſs die Wirkung von *MAB* auf *A* unbedeutend iſt gegen die Wirkung der Kugel auf dieſen Punkt, und daher braucht man nicht ein Mahl für *A* und noch weniger für die übrigen Punkte der Oberfläche auf dieſe Einwirkung Rückſicht zu nehmen. Folglich beſteht das Gleichgewicht, wenn das Fluidum eine convexe halbkugelförmige Oberfläche hat. Zwiſchen den Grenzen $\varrho = o$ und $\varrho = \frac{1}{2}\varrho'$ nimmt die Convexität der Oberfläche ab; dieſe wird horizontal für $\varrho = \frac{1}{2}\varrho'$, und concav für gröſsere Werthe von ϱ, bis ſie endlich für $\varrho = \varrho'$ eine concave Halbkugel wird *).

III. Verſuche zu den vorſtehenden Unterſuchungen, und Vergleichung derſelben mit der Theorie;

frei bearbeitet von Gilbert.

Zu §. 6, 7, 8 und 9.

Ich habe (in 6. und 7.) gezeigt, daſs aus meiner Theorie der haarröhren-artigen Erſcheinungen nothwendig folgt, daſs in ungleich weiten Haarröhren, die aus einerlei Materie beſtehen, ein Flüſſiges über ſein Niveau zu Höhen anſteigen oder unter demſelben ſtehen bleiben muſs, welche dem Durchmeſſer der Röhrchen verkehrt proportional ſind. Eben ſo habe ich (in 9.) aus meiner Theorie dargethan, daſs zwiſchen zwei ſenkrechten und

*) Vergl. oben S. 29. *Gilbert.*

und parallelen einander ſehr nahen Ebenen, die Höhe eines Flüſſigen über oder unter dem Niveau im verkehrten Verhältniſſe der Entfernung der beiden Ebenen von einander ſtehen, und genau ſo hoch oder ſo tief ſeyn muſs, als der Stand deſſelben Flüſſigen in einer Haarröhre aus gleicher Materie, deren innerer Durchmeſſer halb ſo groſs iſt, als der Abſtand der beiden Ebenen von einander. Dieſe Erſcheinungen ſind ſchon vor langer Zeit von den Phyſikern beobachtet und bewährt worden, wie die oben (S. 33.) angeführte Stelle aus Newton's Optik beweiſet.

Die Herren Hauy und Tremery haben auf mein Erſuchen einige Verſuche dieſer Art aufs neue angeſtellt. Folgendes ſind die Reſultate derſelben:

Stand von Flüſſigkeiten in gläſernen Haarröhren von verſchiedener Weite.

In cylindriſchen Haarröhrchen aus einerlei Glasart, deren

innerer Durchmeſſer war: 2; $\frac{4}{3}$; $\frac{3}{4}$ Millimeter,

hatten folgende Höhen über dem Niveau:

Waſſer	6,75; 10; 18,5 Millimeter.
Orangen-Oehl	3,4; 5; 9 Millimeter.

Sind die Höhen eines Flüſſigen mit dem Durchmeſſer der Haarröhren verkehrt proportional, ſo muſs für alle Röhrchen das Zahlprodukt aus ihrem innern Durchmeſſer in die Höhe des Flüſſigen in ihnen, ein und daſſelbe ſeyn; und zwar giebt, wenn beide Gröſsen in Millimetern ausgedruckt ſind,

dieses Produkt die Höhe, welche, dem Versuche entsprechend, die Flüssigkeit in einem Haarröhrchen annehmen müsste, welches 1 Millimeter zum Durchmesser hätte. Diese Produkte sind, zu Folge der vorstehenden Versuche,

für Wasser 13,5; 13,333; 13,875 Millimeter.
für Orangen-Oehl 6,8; 6,667; 6,75 Millimeter.

Die grosse Uebereinstimmung dieser Resultate unter einander, so wohl bei den Versuchen mit Wasser, als bei denen mit Orangen-Oehl, ist ein Beweis, dass die Höhen, bis zu welchen ein Flüssiges in Röhren von verschiedener Weite ansteigt, im verkehrten Verhältnisse der Weiten der Röhrchen stehen.

Das Mittel aus diesen Resultaten giebt für ein Haarröhrchen aus Glas von 1 Millimeter Durchmesser eine Erhebung des *Wassers* von 13,569 und des *Orangen-Oehls* von 6,7398 Millimeter.

Um dasselbe Gesetz bei der *Depression des Quecksilbers* zu prüfen, tauchten die Herren Hauy und Tremery die beiden ersten Haarröhrchen, die zu dem vorigen Versuche gedient hatten, in *Quecksilber*, bis zu einer Tiefe, die sie genau gemessen hatten; verschlossen dann die untern Oeffnungen derselben mit einer sehr ebenen Platte, welche das Quecksilber heraus zu fliessen verhinderte, hoben die Röhren heraus, und massen die Länge der Quecksilbersäule, die sich in ihnen befand. Der Unterschied der erstern Tiefe und dieser Länge gab die Grösse, um welche das Queck-

ſilber in den beiden Haarröhren unter dem Niveau der Queckſilberfläche in dem Gefäſse ſtand. So fand ſich Folgendes:

Innerer Durchmeſſer der Haarröhre	2, ; $\frac{4}{3}$	Millim.
Erniedrigung des Queckſilbers unter dem Niveau - - -	$3\frac{2}{3}$; $5\frac{1}{2}$	—
Beträgt für ein 1 Millimeter weites Haarröhrchen - - -	$7\frac{1}{3}$; $7\frac{1}{3}$	—

Auch in dieſem Falle entſpricht alſo der Verſuch völlig dem Geſetze, daſs die Erniedrigung dem Durchmeſſer der Röhrchen verkehrt proportional iſt.

Zwiſchen zwei ſenkrechten parallelen Ebenen aus Glas, die 1 Millimeter von einander entfernt waren, fanden dieſe Phyſiker *Waſſer* 6,5 Millim. über dem Niveau ſtehend. Dieſe Höhe iſt ſehr wenig von 6,784 Millim. verſchieden, der Hälfte der Höhe, welche Waſſer in einem Haarröhrchen von 1 Millimeter Durchmeſſer einnimmt. Auch hierin ſtimmt alſo die Theorie mit der Erfahrung überein. Wir haben oben (S. 33.) geſehen, daſs Newton die Höhe des Waſſers zwiſchen zwei Glasebenen, die um $\frac{1}{100}$ engl. Zoll von einander entfernt ſind, auf 1 engl. Zoll angiebt. Der engl. Zoll iſt gleich 25,3618 Millim. Newtons Verſuch und dem Geſetze des umgekehrten Verhältniſses der Höhen mit den Durchmeſſern entſprechend, müſste alſo zwiſchen zwei Glasebenen, die 1 Millimeter von einander entfernt ſind, Waſſer bis zu einer Höhe *h* ſteigen, welche folgender Gleichung entſpricht:

$$1 \text{ engl. Z.} \times \frac{1}{100} \text{ engl. Z.} = \frac{(25^m,3918)^2}{100} = h^m \,.\, 1^m.$$

dieses Produkt die Höhe, welche, [illegible] sehr we-
entsprechend, die Flüssigkeit in [illegible] der Herren
chen annehmen müsste, welches [illegible]
Durchmesser hätte. Diese Prod[illegible]
ge der vorstehenden Versuche [illegible] *haarröhren-*
[illegible] Mantel.

für Wasser 13,5 : 13. [illegible]

für Orangen-Oehl 6,8 ; 6[illegible] , dass, wenn man

Die grosse Uebereinstimm[illegible], eine weitere und
einander, so wohl bei [illegible] stellt, dass sie dieselbe
als bei denen mit O[illegible] sein Niveau bis zu der-
dass die Höhen, [illegible] drischen Mantel zwischen
Röhren von versch[illegible] als in Haarröhrchen ansteigt,
kehrten Verhältn[illegible] Durchmesser halb so gross ist,
stehen. [illegible] beiden Cylinderflächen von

Das Mitt[illegible] Halbmesser der beiden Cylin-
Haarröhrchen, [illegible] geht dieser Fall in den zweier
messer ein[illegible] sehr nahe bei einander sind, und
des *Orang*[illegible] haben wir so eben das Resultat
[illegible] bestätigt gesehen. Um ihn auch
Qu[illegible] wenn die beiden Durchmesser der
[illegible] klein sind, zu prüfen, machte Herr
[illegible] folgenden Versuch.

[illegible] stellte in eine genau calibrirte Glasröhre,
[illegible] innerer Durchmesser 5 Millim. betrug, einen
[illegible] nder von 3 Millimeter Durchmesser, und
[illegible] nöthigen Vorsichts-Massregeln, um die
[illegible] beider genau zusammen fallen zu machen.
[illegible] er darauf das untere Ende beider in Wasser
[illegible] te, stieg dieses in dem cylindrischen Zwischen-
[illegible] bis zu einer Höhe von sehr nahe, doch nicht

ber das Niveau. Da die Weite
ntels 1 Millim. betrug, so
das Wasser in demselben
als zwischen zwei Glas-
im. von einander abstehen,
vorigen Versuche, bis zu einer
Millim. Damit stimmt, wie man
ultat des Versuchs sehr gut überein.
eine Resultat der Theorie für haarröh-
ige cylindrische Mäntel findet sich also in
n beiden Grenzen — für den Zwischenraum
wischen zwei Ebenen, und für den zwischen ei-
nem äussern und einem innern concentrischen Cy-
linder — bestätigt.

Die Resultate dieser Versuche müssen mit der Temperatur ein wenig variiren; man kann annehmen, dass die vorstehenden bei einer Temperatur von 10° des Centesimal-Thermometers angestellt sind. Ueberhaupt erfordern Versuche dieser Art eine ganz besondere Sorgfalt: die Röhren müssen gut calibrirt und ihre Durchmesser genau bestimmt werden; die innern Oberflächen der Röhrchen und der Ebenen dürfen weder ganz trocken noch zu sehr angefeuchtet seyn; die Höhen, bis zu welchen das Flüssige angestiegen ist, muss man, während die Röhrchen noch in der Flüssigkeit eingetaucht sind, messen, weil sonst der Tropfen, der sich an der untern Oeffnung bildet, wenn man das Röhrchen heraus zieht, einen höhern Stand bewirkt; die Höhen müssen endlich von der Hori-

... dem Gefäſse an bis ... des hohlen und bis an ... erhabenen Meniscus in ...en werden *).

Zu §. 11.

... intereſſanteſten unter den haarröh- ... Erſcheinungen, die zur Prüfung der ... Theorie am mehreſten geeignet iſt, ... Tröpfchen einer Flüſſigkeit in einem *ko-* ... *Haarröhrchen*, oder *zwiſchen zwei ſehr* ... *gegen einander geneigten Ebenen.* Ich habe ... Analyſe dieſer Fälle in 10. und in 11. gegeben, hier wollen wir ſie mit der Erfahrung vergleichen.

Hawksbee hat einen Verſuch mit einem Tropfen *Orangen-Oehl*, den er zwiſchen zwei Glasebenen brachte, mit groſser Sorgfalt angeſtellt. Folgendes iſt der [etwas abgekürzte] Bericht, den er davon macht.

„Ich nahm zwei ebene Glasplatten, jede 20 Zoll lang und 4 Zoll breit; die obere Fläche derje-

*) Man wird in den folgenden Haupttheilen finden, daſs es hier auf die *mittleren Höhen* ankommt, und was Hr. La Place darunter verſteht; daſs Alkohol zu allen Verſuchen dieſer Art dem Waſſer, das faſt immer Irregularitäten zeigt, vorzuziehen iſt, und warum; und daſs endlich Hr. Gay-Luſſac Methoden erdacht hat, die Verſuche über haarröhrenartige Wirkungen mit der Vollkommenheit aſtronomiſcher Beoachtungen anzuſtellen.
Gilbert.

nigen, welche mir zur unterſten diente, war horizontal, und im Centrum ihrer Achſe *). Nachdem ich die beiden Glasebenen gut gereinigt hatte, rieb ich ſie mit einem reinen in Orangen-Oehl getauchten Lappen, tröpfelte dann auf die untere, unweit ihrer Achſe, einen oder zwei Tropfen Orangen-Oehl, und lieſs die zweite Glasplatte herunter [die dann mit der untern einen ſehr kleinen Winkel machte, der ſich nach der Seite der Achſe zu öffnete, und mittelſt einer Schraube ſich vergröſsern oder verkleinern lieſs]. So bald die zweite Glasplatte den Oehltropfen berührte, verbreitete dieſer ſich zwiſchen beide Gläſer ziemlich weit, wenn ich dann aber die obere Platte an der freien Seite vermittelſt der Schraube ein wenig hob, ſo ſammelte er ſich ſehr bald wieder in eine einzige Maſſe, welche ein Kügelchen bildete, das die beiden Platten berührte, und ſich ſogleich nach der Seite hin in Bewegung ſetzte, wo die Glasflächen auf einander lagen. Als dieſes Kügelchen bis auf 2 Zoll von der Achſe gekommen war, erhob ich die Platten an der Seite der ſich berührenden Ränder allmählich um 15′, und nun blieb der Tropfen unbeweglich ſtehen. Dann lieſs ich die Platten wieder in ihre anfängliche Lage

*) Die beiden Ebenen berührten ſich an dem einen ihrer Ränder, und die Achſe [um welche ſich beide Ebenen in unveränderter Lage gegen einander aufwärts drehen lieſsen] befand ſich am entgegen geſetzten Rande der untern Ebene.

La Place.

herab, und der Tropfen ſchritt aufs neue fort. Als er bis 4 Zoll von der Achſe fortgeſchritten war, muſste ich beide Platten an den ſich berührenden Rändern um 20′ erheben, um den Tropfen zum Stehen zu bringen. So ſetzte ich den Verſuch fort, bis ſich der Tropfen den ſich berührenden Rändern bis auf 2 Zoll genähert hatte. Ich muſs hierbei bemerken, daſs, wenn der Tropfen auf den Ebenen ſich um 17 Zoll von den Achſen entfernt [dieſen Rändern alſo bis auf 3 Zoll genähert] hatte, er oval wurde, und daſs ſeine Geſtalt ſich immer mehr ins Längliche zog, je weiter er fortſchritt. War er nicht äuſserſt klein, ſo theilte er ſich zuletzt; ein Theil lief dann zurück, der andere fuhr fort anzuſteigen. Um dieſen bei 18 Zoll Entfernung von den Achſen zum Stillſtehen zu bringen, muſsten die Ebenen um 22° gehoben werden, und das iſt der gröſste Neigungswinkel, den ich beobachten konnte. Die Ebenen ſtanden an ihrer Achſe um ungefähr $\frac{1}{16}$ Zoll von einander ab. Groſse und kleine Tropfen gaben mir nur ſehr kleine Verſchiedenheiten bei dieſem Verſuche. Die Neigungswinkel der untern Ebene habe ich an einem auf Papier gezeichneten Kreisbogen von beinahe 20 Zoll Halbmeſſer, der in Viertel-Grade getheilt war, gemeſſen. Folgende Reſultate ſind ein Mittel aus einer groſsen Menge ſolcher Verſuche, die nur ſehr wenig von einander abweichen, und ſind daher ſehr genau:"

A. Abſtand des Orangen-Oehl-Tropfens von der Achſe:
B. Erhebungs-Winkel der Ebenen nach der Sexageſimal-Eintheilung:

A.	B.	A.	B.
2 engl. Zoll.	15'	14 engl. Zoll.	2° 45'
4 —	25	15 —	4 0
6 —	35	16 —	6 0
8 —	45	17 —	10 0
10 —	1° 0	18 —	22 0
12 —	1 45		

Hawksbee ſagt zwar nicht ausdrücklich, daſs er den Abſtand der Tropfen von der Achſe von dem Mittelpunkte der Tropfen an gemeſſen habe; das ſcheint indeſs aus dem zu erhellen, was Newton von dieſem Verſuche in ſeiner Optik Frage 31. anführt, und was man hier weiter hin finden wird. Ich nehme dieſes daher bei meiner Berechnung an; auf jeden Fall entſteht daraus nur ein unbedeutender Irrthum.

Es ſey nun V der Neigungswinkel, welchen eine Ebene, die den Winkel der beiden Glasplatten halbirt in den verſchiedenen Lagen dieſer Platten mit dem Horizonte macht; a der jedesmahlige Abſtand des Mittelpunkts des Tropfens von der Durchſchnittslinie der beiden Ebenen; und endlich h die Höhe, bis zu welcher die Flüſſigkeit zwiſchen den beiden Glasplatten anſteigen würde, wenn ſie ſenkrecht und parallel ſtänden und von einander die Entfernung hätten, welche ſie bei dieſem Verſuche im Abſtande b von ihrer Durchſchnittslinie haben. Dieſes voraus geſetzt, ſo er-

kleinſten Entfernungen des Tropfens von der Durchſchnittslinie der beiden Ebenen ſind die Unterſchiede am gröſsten; dieſs muſs auch ſo ſeyn, nach meiner Analyſe, wie man ſie in 11. findet, weil der Tropfen in den gröſsten Entfernungen noch nicht Breite genug, im Vergleiche mit ſeiner Dicke, in den kleinſten Entfernungen aber zu viel Breite für ſeinen Abſtand von der Durchſchnittslinie hat *).

Folgendes ſagt von dieſem Verſuche Hawksbee's Newton in der 31. Frage am Ende ſeiner

*) Orangen-Oehl, ſagt Hawksbee, läuft ſo ſchnell nach den auf einander liegenden Rändern der beiden Platten, daſs dieſes der Genauigkeit der Beobachtung hinderlich wird. Aus dem Grunde habe er den Verſuch mit einem Tropfen *Weingeiſt* wiederholt, der ſich langſamer bewege. Dieſen Verſuch, welchen Herr La Place nicht berechnet, habe ich auf folgende Art mit ſeiner Formel verglichen. Der Verſuch giebt die Gröſsen V und a. Nach der Formel iſt aber $a^2 . \sin . V = h . b$. Es läſst ſich alſo daraus für jeden Stand des Tropfens der Werth von hb berechnen. Wird nun, wie zuvor, $b = 10$ engl. Zoll geſetzt, ſo findet man in Theilen eines engliſchen Zolls die Höhen h, bis zu welchen der Weingeiſt, der zu dem Verſuche gedient hat, zwiſchen zwei ſenkrechten parallelen Glasebenen aufſteigen müſste, wenn ſie von einander denſelben Abſtand hätten, den bei Hawksbee's Verſuchen die beiden gegen einander geneigten Ebenen in der Entfernung von 10 engl. Zollen von ihrer Durchſchnittslinie hatten. Wären folglich Formel und Verſuche beide völlig richtig, ſo müſsten während einer einzelnen Reihe von Verſuchen, bei welchen die Neigung der beiden Ebenen gegen einander unverändert bleibt, die Werthe von h durchgehends gleich ſeyn. Bei der erſten Reihe von Verſuchen ſollen beide Ebenen mit einander einen Winkel von 18', bei der zweiten von 10' gemacht haben. Die von Hawksbee beobachteten Neigungswin-

[illegible]: „Man nehme zwei ebene polirte Glastafeln, die 3 bis 4 Zoll breit und 20 bis 25 Zoll lang ſind, und lege die eine horizontal, und auf ſie die zweite ſo, daſs ſie ſie an dem einen Ende berührt und mit ihr einen Winkel von 10 oder 15′ macht. Hat man nun zuvor die beiden innern Glasflächen mit einem in Orangen-Oehl oder in Terpenthin-Spiritus getauchten Lappen naſs gemacht, und einen oder zwei Tropfen jenes Oehls oder dieſes Spiritus auf die untere Tafel unweit dieſes Randes, der

kel der untern Ebene, bei welchen der Tropfen ruhig ſtehen blieb, ſind alſo im erſten Falle um 9′, im zweiten um 5′ zu vermindern; und ſo ſtehen ſie in der folgenden Tabelle:

Verſuch 1. mit 18′ Neigung.			Verſuch 2. mit 10′ Neigung.	
a beobachtet. engl. Z.	V beobachtet. verbeſſert.	h berechnet. engl. Z.	V beobachtet. verbeſſert.	h berechnet. engl. Z.
18½	36′	0,358	1° 25′	0,846
16½	46	0,364	1 45	0,831
14½	56	0,342	2 5	0,762
12½	1° 11	0,322	2 35	0,721
10½	1 21	0,259	3 5	0,593
9½	1 31	0,238	3 25	0,538
8½	1 51	0,233	3 55	0,514
7½	2 21	0,231	5	0,490
6½	3 11	0,234	7 35	0,557
5½	4 16	0,225	10 45	0,564
4½	5 51	0,206	14 13	0,497
4	7 14	0,201	17 55	0,492

Das Mittel aus allen Werthen für h von 14½ bis 4½ Zoll Abſtand (innerhalb welcher Grenzen bei dem von Herrn La Place berechneten Verſuche die Unterſchiede nur gering ſind), iſt für Verſuch 1., 0,254; und für Verſuch 2., 0,582. Beide ſollten zu einander im verkehrten Verhält-

klein[illegible] Glastafeln am weite-
Durch[illegible] [illegible], ſo wird augenblick-
terſ[illegible] Glastafel ſo auf die unte-
n[illegible] daſs ſie, wie geſagt, an ihrem
w[illegible] untere Glastafel, und an dem an-
[illegible] berührt, während beide einen
[illegible] bis 15′ mit einander machen,) der
[illegible] der Seite hin, wo beide Tafeln ſich
[illegible] ſich in Bewegung ſetzen, und mit be-
[illegible] Bewegung fort gehen, bis er dorthin
[illegible] denn die beiden Gläſer ziehen den Tro-
pfen an, und treiben ihn nach der Seite zu, nach
welcher die Anziehungen hin geneigt ſind. Hebt
man, während der Tropfen ſich bewegt, die
Glastafeln an dem Ende auf, wo ſie ſich berühren,
ſo ſteigt der Tropfen, der ſich dahin bewegt, zwi-
ſchen ihnen an, und folglich wird er angezogen.
Je höher man dieſes Ende hebt, deſto langſamer
ſchreitet der Tropfen fort, und endlich bleibt er

niſſe der zu h gehörigen Entfernungen beider Ebenen, alſo im Verhältniſſe von 10 : 18 ſtehen; verhalten ſich aber wie 10 : 22,9. Schon dieſes iſt ein Beweis, daſs auf völlige Genauigkeit des Verſuchs nicht zu rechnen iſt, da die Neigungswinkel beider Ebenen gegen einander um mehrere Minuten falſch ſeyn müſſen. Auch zeigen die Reſultate der Berechnung bedeutende Anomalien.

Noch gehörten in Verſuch I. zu einander folgende Werthe von

a :	$3\frac{3}{4}$	$3\frac{1}{2}$	$3\frac{1}{4}$	3	$2\frac{3}{4}$	$2\frac{1}{2}$	$2\frac{1}{4}$	2 e. Z.
V :	8° 31′	9° 16′	10° 21′	12° 31′	14° 51′	18° 41′	23° 16	29° 51′
h :	0,208	0,197	0,190	0,195	0,194	0,200	0,200	0,199.

Gilbert.

ſtehen, wenn er durch ſein eigenes Gewicht eben ſo ſtark herabwärts, als durch die Anziehung herauſwärts gezogen wird. Durch dieſes Mittel läſst ſich finden, mit welcher Kraft der Tropfen in allen Entfernungen von der Linie, in der die beiden Gläſer ſich berühren, angezogen wird. Aus einigen Verſuchen dieſer Art, welche der ſel. Hawksbee angeſtellt hat, erhellet, daſs die Anziehung beinahe im umgekehrten doppelten Verhältniſſe der Abſtände des Mittelpunkts der Tropfen von der Linie, in der ſich die beiden Gläſer berühren, ſteht; nämlich verkehrt im einfachen Verhältniſſe, weil der Tropfen ſich dann immer weiter ausbreitet, und jedes Glas in einer gröſsern Fläche berührt; und nochmahls verkehrt im einfachen Verhältniſſe, weil bei gleicher Oberfläche die Anziehungen immer ſtärker werden. Folglich iſt die Anziehung, welche in derſelben anziehenden Oberfläche vor ſich geht, mit dem Abſtande der beiden Gläſer von einander im verkehrten Verhältniſſe; und es muſs daher, wenn der Abſtand ſehr klein iſt, dieſe Anziehung auſserordentlich groſs ſeyn." Die Erklärungen, welche Newton an dieſer Stelle, und an der, die ich S. 33. aus ihm angeführt habe, von den haarröhren-artigen Erſcheinungen giebt, ſind ganz dazu geeignet, den groſsen Vorzug der mathematiſchen und präciſen Theorie, die ich im vorigen Abſchnitte entwickelt habe, in die Augen fallen zu machen.

Zu §. 12.

[Die Verſuche der HH. Hauy und Tremery über die *Geſtalt der Oberfläche von Waſſer, Orangen-Oehl und Queckſilber in Haarröhrchen aus Glas*, welche Hr. La Place hierher ſetzt, hat der Leſer ſchon im erſten Abſchnitte S. 27. gefunden.]

Herr La Place macht den Beſchluſs mit einer Anwendung auf das Barometer, welche den *Einfluſs der Haarröhrchen-Wirkung auf den Barometerſtand* und die davon abhängende Correction *der Barometerhöhen* betrifft. In heberförmigen Barometern mit Schenkeln von gleicher Weite findet kein Einfluſs dieſer Art Statt. Bei den Gefäſs-Barometern wird er deſto merkbarer, je enger die Röhre iſt. In Barometern dieſer Art iſt immer die Queckſilberſäule, von der Spitze der Convexität an gerechnet, kleiner, als ſie es dem Drucke der Atmoſphäre gemäſs ſeyn ſollte; woraus erhellet, wie fehlerhaft es iſt, wenn einige Beobachter die Höhe des Barometers vom Niveau des Queckſilbers bis an den Punkt der Röhre rechnen, wo die convexe Fläche das Glas berührt. Um die beobachteten Höhen ſolcher Barometer auf wahre Höhen zu reduciren, welche dem Drucke der Atmoſphäre entſprechen, und um die Gefäſs-Barometer dadurch völlig vergleichbar zu machen, bedarf es einer Correction wegen des Einfluſſes der Capillarität. Zu dieſer gelangt man, wenn man die Differentialgleichung für $\frac{2}{b}$ in §. 4., S. 51, durch Näherung integrirt.

grirt. Sie giebt beim Integriren

$$\frac{H}{b} = \frac{H}{u} \cdot \frac{\frac{dz}{du}}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)}} - \frac{2g}{u^2} \int zudu,$$

wobei die z von oben nach unten, von der Spitze der Queckſilber-Säule an zu nehmen ſind. $\frac{H}{gb}$ iſt die Haarröhrchen-Wirkung, oder das, was zur beobachteten Barometerhöhe hinzu gefügt werden muſs, damit man die wahre, dem Luftdruck entſprechende, Barometerhöhe erhalte. Nun iſt, nach dem Vorhergehenden,

$$\frac{2H \cdot \text{ſin.}\,\vartheta'}{1^{mi}} = g \cdot 7^{mi},333.$$

Es ſey l der Halbmeſſer der Röhre in Millimeter ausgedruckt. In den Punkten, wo $u = b$ iſt, hat man $\frac{\frac{dz}{du}}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)}} = \text{ſin.}\,\vartheta$. Folglich iſt der Werth von $\frac{H}{gb}$ gleich

$$\frac{1^{mi} \cdot 7^{mi},333}{2l} - \frac{2}{2l} \int zudu,$$

wenn dieſs Integral von $u = o$ bis $u = l$ genommen wird.

Um dieſes Integral zu haben, müſste man z als eine Function von u kennen. Es läſst ſich indeſs auch durch Beobachtung beſtimmen, wenn man bedenkt, daſs $2\pi \int zudu$ den Raum bedeutet, der

zwischen der convexen Oberfläche des Quecksilbers, einer durch den obersten Punkt dieser Convexität gelegten Horizontalebene, und den Wänden der Röhre enthalten ist. Dieser Raum läßt sich durch das Gewicht von Quecksilber, welches erfordert wird, um ihn auszufüllen, mit Genauigkeit messen. Man kann daher eine Tafel bilden, entweder durch Hülfe der Integration oder durch Hülfe von Versuchen, welche für die verschiedenen Durchmesser l der Röhre, die Correction wegen des Einflusses der Capillarität giebt, die man den beobachteten Höhen eines Gefäß-Barometers hinzu zu fügen hat, um die wahren Barometerhöhen zu erhalten. Genau genommen würde dieses zwar voraus setzen, daß alle solche Röhren von gleicher Natur sind, die Verschiedenheit ihrer Materie ist indeß an sich nicht bedeutend, und die Wirkung der Glasröhre auf das Quecksilber muß überhaupt nur sehr klein seyn, soll die Oberfläche des Quecksilbers in sehr engen Röhren nahe die Gestalt einer Halbkugel annehmen können; die Verschiedenheit des Glases kann daher keinen wahrnehmbaren Einfluß auf die Barometerhöhen äußern.

II.

Einige Zeitungs-Nachrichten.

London, vom 11. Aug. 1809*). Am 18. Apr. dieses Jahrs hat man bei *Martinique* eine Bouteille mit Briefen aus der See aufgefischt. Wie aus dem Inhalt erhellte, war die Flasche von dem Packetboote *Princess Elisabeth*, auf der Fahrt von England nach Brasilien, am 6. September 1808 wohl zugestopft in das Meer geworfen worden. Sie hatte also in der Richtung von Osten nach Westen, welches die der Strömung im atlantischen Meere ist, in 224 Tagen 2020 Seemeilen, im Durchschnitte also täglich 9 Seemeilen zurück gelegt. Der Vice-Admiral Cochrane hat diesen Vorfall an die Admiralität einberichtet.

Aachen, den 22. Aug. 1809 **). Der Luftschiffer Garnerin, welcher am 19. Abends um 10 Uhr von Tivoli, einem Garten in Paris, in seinem Aerostate abgereiset war, hat sich am andern Morgen zwischen 7 und 8 Uhr bei *Väls*, eine kleine Stunde von Aachen, nieder gelassen.

Kopenhagen, den 14. Okt. 1806 ***). Am 14. Okt., bei dem heitersten Wetter, liess Herr Robertson abermahls seinen Ballon vom Exercierplatze auffsteigen. Ein Eleve des Herrn Ro-

*) Hamb. Corresp. Aug. 22. 1809.
) Das. Sept. 1. 1809. *) Das. Okt. 18. 1806.

bertson befand sich in dem Korbe, der an dem Ballon befestigt war. In einer nicht sehr beträchtlichen Höhe über dem Exercierplatze machte er sich los, und kam mit Hülfe des Fallschirms glücklich in der an den Platz stossenden Gotherstrasse herab; doch war der Fall, weil die Höhe nur gering war, sehr heftig. Der Ballon, dessen Ventil der Luftschiffer geöffnet hatte, hielt sich ungefähr noch $\frac{1}{4}$ Stunde in der Luft, und fiel dann in den Stadtgraben.

Lille *). Am zweiten Ostertage stieg ein junger verdienstvoller Mann, Herr Mosment, zum neunten Mahle in einem grossen Luftballon auf. Er erhob sich majestätisch, liess einen Hund mit einem Fallschirm herunter, und schwebte über der Stadt in einer ansehnlichen Höhe. Ein lichter Punkt beschäftigte die Augen der Zuschauer; es war Mosment's Fahne; sie schwebte herab, und zugleich stieg der Luftball so hoch, dass man ihn aus den Augen verlor. Indem man nun nach der Fahne sah, muss der unglückliche Mosment unbemerkt herab gestürzt seyn. Man fand seinen blutigen Leichnam, zermalmt und unkenntlich, in dem Festungsgraben. Der Luftball ist noch nicht wieder gefunden worden, und man weiss nicht, ob Mosment schlafend aus der Gondel gefallen, oder ob das Reissen eines Stricks die Ursache dieser traurigen Catastrophe gewesen ist.

*) Berl. Spen. Zeit. April 22. 1806.

ANNALEN DER PHYSIK.

JAHRGANG 1809, ZEHNTES STÜCK.

I.

DARSTELLUNG

der neuern Unterfuchungen des Hrn. La Place *über die haarröhren-artigen Wirkungen;*

von

B i o t,

Mitgl. des National-Inftituts.

Als Einleitung zu den drei folgenden Haupttheilen der Theorie des Hrn. La Place, frei überfetzt von Gilbert *).

Es ift ungefähr ein Jahr her, als ich meine Anzeige von der Entdeckung niederfchrieb, welche Herr La Place von der wahren Theorie der fo genannten *haarröhren-artigen* Erfcheinungen (*phénomènes capillaires*) gemacht hat **). Er hatte damahls bewiefen, dafs die Urfache diefer Wirkungen in der Anziehung liegt, welche die Flüf-

*) Nach dem *Journal de Phyf. Juillet* 1807. Man vergl. im vorigen Hefte S. 6. *Gilbert.*

**) Sie fteht in diefen *Annalen*, B. XXV. S. 233 f. *Gilbert.*

figkeiten auf fich felbft, und auf Körper, die darin eingetaucht find, ausüben, und dafs diefe Attraction modificirt wird durch die Geftalt diefer Körper, und durch die Geftalt, welche das Flüffige in der Berührung mit ihnen annimmt. Die erften Unterfuchungen des Herrn La Place über diefe Erfcheinungen hatten uns die wahre Erklärung derfelben, ihre Beziehung auf einander, und felbft ihr Maafs in Zahlen kennen gelehrt; er vielleicht allein hielt diefen Gegenftand dennoch für nicht erfchöpft.

In dem *Supplément à la Théorie de l'action capillaire*, welche er jetzt bekannt macht, will er, wie er fagt, nicht blofs die Theorie der haarröhren-artigen Wirkungen vervollkommnen, und fie noch auf mehrere Gegenftände anwenden, um fie durch neue Vergleichungen mit der Erfahrung immer mehr zu befeftigen, fondern er hatte auch zur Abficht, diefe Klaffe von Erfcheinungen aus einem neuen Gefichtspunkte zu betrachten, um die Identität der anziehenden Kräfte, von welchen fie abhängen, mit denen, welche die chemifchen Verwandtfchaften begründen, immer mehr ins Helle zu fetzen.

Der unfchätzbare Vorzug mathematifcher Theorieen vor den vagen Erklärungen der gemeinen Phyfik fpringt hierbei recht auffallend in das Auge. Die letztern laffen die Erfcheinungen einzeln und wie ifolirt, zeigen fie nicht in ihrer gegenfeitigen Abhängigkeit, und lehren höchftens

die befondern Gefetze, nach denen fie fich richten, nicht aber die Verbindung kennen, welche nach der Natur der Sache fie alle mit einander verkettet. Hat dagegen der mathematifche Phyfiker nur erft die Haupturfache entdeckt und einem genauen Calcul unterworfen, fo gehen dann alle befondern Thatfachen daraus, wie in der Natur felbft, und mit derfelben Gewifsheit, hervor. Er hat dann gleichfam den Faden der Ariadne, der mit Sicherheit durch alle Irrwege des Labyrinths hindurch führt, in welchem die Natur ihre Geheimniffe niedergelegt hat.

Herr La Place war in feinen erften Unterfuchungen, bei Beftimmung der Geftalt der Oberfläche eines Flüffigen, welches in einem haarröhren-artigen Raume in Ruhe fteht, von dem hydroftatifchen Grundfatze ausgegangen: „dafs in einem Kanale, von welcher Figur er fey, der mit der Oberfläche eines Flüffigen in Verbindung fteht, allgemein Gleichgewicht Statt finden mufs," — und er hatte daraus die partielle Differentialgleichung für die Oberfläche des Flüffigen abgeleitet. Er wendet fich in dem *Supplement* wieder zu diefem Grundfatze, und zeigt, dafs er mit dem folgenden noch evidentern Grundfatze in Verbindung fteht: — „dafs die mittlere Kraft, welche aus allen die kleinften Theile der flüffigen Oberfläche follicitirenden Kräften entfpringt, auf diefer Oberfläche fenkrecht feyn mufs." Diefe Bedingung führt ihn auf eine Gleichung, welche das

Differential der Gleichung ist, die er durch die andere Methode gefunden hatte, und folglich dieselbe Gestalt der Oberfläche als diese giebt *). Wir sehen hier also zuförderst eine Bestätigung des Fundamental-Theorems dieser ganzen Theorie.

Aus dieser Gleichung für die Oberfläche des Flüssigen leitet Herr La Place folgende äufserst merkwürdige Eigenschaft ab: „dafs nämlich in „prismatischen Haarröhren von gleicher Natur, „wie auch übrigens ihre Gestalt ist, das Volumen „des Flüssigen, welches über das Niveau angehoben oder unter dasselbe herab gedrückt ist, dem „innern Umfange ihres Horizontal-Schnittes pro„portional seyn mufs" **).

Dieses Resultat, welches sich durch seine Allgemeinheit und durch seine grofse Einfachheit auszeichnet, wünscht Herr La Place noch auf einem leichtern Wege direct zu beweisen; und das ist ihm dadurch gelungen, dafs er die Haarröhren-Kraft aus einem andern Gesichtspunkte betrachtete, als den er Anfangs gefafst hatte; wiewohl unter demselben Principe einer anziehenden Kraft, die mit der Entfernung ausnehmend schnell abnimmt. Dabei hatte er nunmehr nicht blofs die Bedingung des Gleichgewichts des Flüssigen, um

*) Eine Untersuchung, welche Herr Brandes in dem vorher gehenden Stücke dieser Annalen, der frühern Untersuchungen in §. 5, S. 54, eingeschaltet hat. *Gilbert.*

**) Auch diese Ableitung findet sich hier, in §. 7, S. 65, der frühern Untersuchung eingeschaltet. *Gilbert.*

ihr Genüge zu leiſten, im Auge, ſondern er ging unmittelbar von der Betrachtung der anziehenden Kräfte des Flüſſigen und der Röhre ſelbſt aus, und unternahm es, die Wirkungen derſelben zu berechnen. Das Flüſſige wird in den Haarröhren von einer Kraft angehoben, oder unter das Niveau niedergedrückt, welche das Reſultat aller jener einzelnen Kräfte iſt, und ihr hält das Gewicht der wirklich angehobenen oder niedergedrückten Säule des Flüſſigen das Gleichgewicht; eine Gleichheit, aus deren Ausdruck ſich unmittelbar das Volumen dieſer Säule ergiebt. Nun aber ſind die anziehenden Kräfte der Röhre und des Flüſſigen nur bis auf ſehr kleine Entfernungen merkbar; daraus flieſst der Beweis, daſs diejenigen Glieder in jener Gleichung, welche von dieſen Kräften abhängen, dieſelben ſeyn müſſen, als unter der Bedingung, daſs von der Krümmung der Röhre abstrahirt werde, und daſs folglich dieſe Glieder einzig und allein proportional ſeyn müſſen der in der Berührung befindlichen Oberfläche der Röhre (*à la ſurface de contact qu'il préſente*), oder, was auf eins heraus kommt, dem Umfange des Querſchnitts der Röhre. Und dieſes iſt der Beweis des Theorems.

Vermittelſt dieſes Reſultates iſt es leicht, jedes Mahl die *mittlere Höhe* zu finden, bis zu welcher ſich ein Flüſſiges in einer prismatiſchen Röhre von beliebiger Geſtaltung erhebt, wenn man die Höhe kennt, in welcher dieſes Flüſſige in einer

cylindrischen Röhre von gegebenem Durchmesser, die aus derselben Materie besteht, über das Niveau ansteigt. Denn da in einer cylindrischen Röhre von gleicher Materie und gleichem Umfange mit der prismatischen, ein eben so groſses Volumen des Flüſſigen, als in der prismatischen Röhre angehoben wird, in cylindrischen Röhren aus gleicher Materie aber die Höhen im verkehrten Verhältnisse der Durchmesser der Röhren stehen, so findet sich alsdann sogleich das Volumen der in der prismatischen Röhre erhobenen Flüſſigkeit, und daraus ihre mittlere Höhe.

Will man diese *mittleren Höhen* durch Beobachtungen bestimmen, so reicht es nicht hin, die Höhen des höchsten oder die des niedrigsten Punktes des Meniscus, mit dem die Säule des Flüſſigen sich endigt, zu messen. Diese Höhen sind nicht in aller Strenge den Durchmessern der Röhren verkehrt proportional, und können das nicht seyn nach dem Theoreme, daſs die Volumina der angehobenen Säulen dem Umfange ihrer Grundflächen proportional seyn müssen. Denn bei dem Berechnen dieser Voluminum muſs man auf den flüſſigen Meniscus am Ende dieser Säule Rücksicht nehmen, und wird er zu dem angehobenen Cylinder hinzu gefügt, so findet jene Proportionalität nicht mehr genau Statt. Damit dieses der Fall sey, muſs man bei den beobachteten Höhen eine Correction anbringen. Wenn das Flüſſige die Röhre vollkommen näſst, so ist dieser Meniscus

fehr nahe eine Halbkugel, und dann befteht, wie fich aus dem Vorhergehenden leicht überfehen läfst, diefe Correction darin, dafs man zu der beobachteten Höhe den fechsten Theil des Durchmeffers der Röhre hinzu fügt. Näfst dagegen das Flüffige die Röhre nicht vollkommen, fo wird diefe Correction etwas zufammen gefetzt, weil dann der Meniscus keine Halbkugel, fondern ein Kugelabfchnitt ift, deffen Gradmenge durch die Neigung der die Röhre berührenden flüffigen Elemente gegen die Röhrenwände beftimmt wird. Herr La Place giebt den allgemeinen Werth deffelben in einer Function diefer Neigung.

Aus dem obigen Theorem ergiebt fich eine Menge anderer merkwürdiger Folgerungen. In prismatifchen Röhren von gleicher Materie und ähnlicher Grundfläche find die mittlern Höhen deffelben Flüffigen den homologen Linien proportional. Sind die Grundflächen Polygone, welche fich in einerlei Kreifen einfchreiben laffen, fo find diefe Höhen gleich. Denkt man fich Prismen mit rectangulären Grundflächen, von denen zwei gegen über ftehende Seiten unendlich lang find, fo hat man den Fall zweier parallelen Ebenen, die in ein Flüffiges eingetaucht find; zwifchen ihnen mufs folglich auch hiernach das Flüffige eben fo hoch oder fo tief ftehen, als in einer cylindrifchen Röhre von gleicher Materie, deren Halbmeffer dem Abftande der beiden Ebenen von einander gleich ift.

Alle haarröhren-artigen Erscheinungen, selbst die, in welchen sich die sonderbarsten Variationen zeigen, und die den bisarresten Anschein haben, erklärt Herr La Place aus seiner Theorie ohne Mühe, und er entwickelt aus ihr selbst die Ursachen ihrer Irregularität. Dahin gehört z. B. der Fall, wenn man eine Säule Alkohol senkrecht in einer Glasröhre schwebend erhält. Es bildet sich dann ein Tröpfchen an dem untern Ende der Röhre, und ein hohler sphärischer Meniscus am obern Ende der Alkoholsäule; das Tröpfchen hat vermöge seiner Kugelgestalt ein Bestreben, die Säule im Innern der Röhre anzuheben, und dasselbe Bestreben äußert der Meniscus durch sein Saugen; beide Kräfte sind gleich, und es muss daher der Alkohol in der Röhre doppelt so hoch stehen, als wenn das untere Ende der Röhre in ein Gefäss mit Alkohol eingetaucht wäre. Die Erfahrung giebt genau diesen Erfolg. — Hat man in die Röhre eine längere Alkoholsäule hinein gebracht, so läuft ein Theil des Flüssigen heraus, und verbreitet sich über das untere Ende der Röhre, benetzt es, und bildet daselbst wieder einen kugelförmigen Tropfen; der Durchmesser dieses Tropfens ist dann dem Durchmesser des äußern Umfangs der Röhre gleich, folglich muss nun die Höhe der flüssigen Säule der Wirkung dieses Tropfens und des Saugens des obern Meniscus entsprechen. In der That lehren die Versuche, dass in diesem Falle die Länge der flüssigen Säule gleich ist der Summe der Höhen,

welche dasselbe Flüssige in zwei Glasröhren aus derselben Materie, beim Eintauchen darin, annimmt, wenn der Durchmesser der einen dem innern, und der Durchmesser der andern dem äussern Durchmesser jener ersten Röhre gleich ist.

Man nehme eine heberförmige Röhre, deren einer Schenkel ein Haarröhrchen und deren anderer Schenkel sehr weit ist, halte sie aufrecht, und giesse in den weiten Schenkel Alkohol. Es bildet sich dann sogleich in dem haarröhren-artigen Schenkel ein hohler Meniscus und erhebt den Alkohol über das Niveau des weiten Schenkels bis zu derselben Höhe, welche er erreichen würde, wenn man das Haarröhrchen unmittelbar in eine grosse Fläche Alkohol eintauchte. Giesst man mehr Alkohol in den weiten Schenkel nach, so erfolgt stets dieselbe Wirkung, bis endlich der Alkohol die obere Mündung des Haarröhrchens erreicht. Hier wird dann die Oberfläche des Meniscus beim Höhertreten des Flüssigen immer minder hohl; die Saugkraft desselben muss also immer mehr abnehmen, und mit ihm der Unterschied des Niveau's immer geringer werden. Wird endlich die Oberfläche ganz eben, so steht der Alkohol in beiden Schenkeln genau in einerlei Höhe. Bei fernerem Zugiessen in den weiten Schenkel tritt Alkohol aus der Mündung des Haarröhrchens heraus, und bildet dort ein Tröpfchen, dessen Convexität eben so wirkt, als wenn das Flüssige dort höher anstiege; daher alsdann der Alkohol in dem

weitern Schenkel höher ſteht, bis er hier, vermöge des Widerſtandes, den jener Tropfen leiſtet, ſich ſo hoch über das Niveau im Haarröhrchen erhebt, als er zuvor darunter ſtand, da noch in dem Haarröhrchen ein Meniscus ihn aufſog. Fügt man dann noch ein wenig Alkohol hinzu, ſo zieht ſich der Tropfen in die Länge, und platzt, wenn er dem Drucke nicht mehr widerſtehen kann, an den Seiten, wo ſeine Krümmung geringer iſt.

Herr La Place wählt zu dieſen Beiſpielen den Alkohol, weil Alkohol eine vollkommene Flüſſigkeit zu haben ſcheint, und daher dieſe Erſcheinungen in ihrer ganzen Reinheit, frei von fremden Hinderniſſen, zeigt. Daſſelbe iſt der Fall mit jedem andern Tropfbaren, das denſelben Grad der Flüſſigkeit beſitzt. Herr La Place iſt aber geneigt, zu glauben, daſs die Flüſſigkeit der tropfbaren Körper um ſo gröſser iſt, je weiter ſie von ihrem Gefrierpunkte abſtehn. In den klebrigen Flüſſigkeiten, das iſt, in denen, die bei ihrem geringen Abſtande von ihrem Gefrierpunkte ſchon etwas von den Eigenſchaften angenommen haben, die ihnen im feſten Zuſtande zukommen, iſt die Adhäſion der Theilchen unter einander ein Hinderniſs für die Bewegung der Schichten des Flüſſigen. Dieſe gleiten dann nicht mehr mit hinlänglicher Freiheit eine über die andere hinweg, um den Kräften, von denen ſie getrieben werden, augenblicklich zu gehorchen, und der Widerſtand, der von dieſem Reiben, auf das ſich in der Rech-

nung nicht sehen läſst, herrührt, macht sie mehrerer Zustände des Gleichgewichts fähig, welche nicht unter den Formeln begriffen sind, bei denen voraus gesetzt ist, man habe es mit den Eigenschaften vollkommener Flüſsigkeiten zu thun. Dieses ist z. B. der Fall mit dem gewöhnlichen Wasser, und darin liegt der wahre Grund, warum die Haarröhren-Versuche so schwer mit Wasser gelingen, und damit Unregelmäſsigkeiten zeigen, die sich nur mit der höchsten Sorgfalt vermeiden lassen. Die Viscosität der Flüſsigkeiten ist also, bemerkt Hr. La Place, so wenig die Ursache der haarröhren-artigen Erscheinungen, wofür sie einige Physiker genommen haben, daſs sie vielmehr die Wirkungen der Haarröhren-Kraft stört.

Wer bewundert nicht die Leichtigkeit, mit der alle diese Erscheinungen eine aus der andern und aus dem Calcul flieſsen, und mit der sie sich in einer gegenseitigen Beziehung zeigen, die wir nie geahnet haben würden, führte uns darauf nicht dieses bewundernswürdige Hülfsmittel, wie durch eine Art von Divination. Aber das ist noch nicht alles; so merkwürdig jene Resultate auch sind, so führen sie doch zu noch merkwürdigeren.

Herr La Place übernimmt nun, den Erfolg zu bestimmen, der entstehen muſs, wenn man eine gerade prismatische Röhre mit ihrem untern Ende in mehrere über einander stehende Flüſsigkeiten eintaucht. Er bestimmt, wie groſs das Vo-

lumen jeder einzelnen Flüſſigkeit iſt, das angehoben wird, und welche Geſtalt die Flüſſigkeiten in ihren gemeinſchaftlichen Berührungsflächen im Innern der Röhre annehmen müſſen. Sind es nur zwei Flüſſigkeiten, z. B. Queckſilber und Waſſer, und benetzt das letztere die Röhre vollkommen, ſo iſt es, da die Einwirkungen auf höchſt kleine Entfernungen eingeſchränkt ſind, alsdann ſo gut, als beſtände die ganze Röhre aus Waſſer; und die Oberfläche der untern Flüſſigkeit iſt in dieſem Falle genau eine Halbkugel. Hieraus folgen mehrere andere intereſſante Sätze, die ich hier übergehen muſs; von dem angeführten Satze findet man indeſs in der Folge noch eine ſehr ſchöne Anwendung.

Alle dieſe Eigenſchaften und alle dieſe Sätze ſind auf Erſuchen des Herrn La Place von Herrn Gay-Luſſac durch ſehr genaue Verſuche geprüft und bewährt worden, zu denen er neue Apparate erdacht, und die er mit aller Genauigkeit der aſtronomiſchen Beobachtungen angeſtellt hat. Beim Vergleichen dieſer Beobachtungen mit der Theorie muſs man auf die Veränderungen der Dichtigkeit des Flüſſigen bei veränderter Temperatur Rückſicht nehmen; denn Herr La Place beweiſet durch ſeine Berechnung, daſs die Höhen, welche ein Flüſſiges in derſelben Röhre, bei verſchiedenen Temperaturen, einnimmt, im Verhältniſſe ſeiner Dichtigkeit ſtehen. Und das ſtimmt mit den Verſuchen des Grafen von Rumford überein.

* *
*

Die Erklärung, welche Hr. La Place von den Erſcheinungen giebt, die erfolgen, wenn man *zwei kleine Streifen* ſenkrecht ſo *in einer Flüſſigkeit* aufhängt, daſs ſie parallel und nur wenig von einander entfernt ſind, — iſt eins der Reſultate dieſer Theorie, welches am mehreſten genügt. Schon in ſeiner frühern Unterſuchung hatte er bewieſen, daſs es, vermöge der Wirkung der Haarröhren-Kraft, ſcheinen muſs, dieſe Streifen zögen einander an, gleich viel, ob das Flüſſige zwiſchen ihnen über oder unter dem Niveau ſteht. Jetzt betrachtet er den Fall, wenn die eine der beiden Ebenen das Flüſſige anhebt, die andere es niederdrückt, wie das geſchehen muſs, ſo oft die eine Ebene von dem Flüſſigen näſsbar iſt, die andere nicht. Die Oberfläche des Flüſſigen zwiſchen den beiden Ebenen muſs in dieſem Falle, vermöge jener entgegen geſetzten Wirkungen, einen Wendungspunkt haben, und die Berechnung lehrt, daſs die kleinen Streifen von einander zurück weichen müſſen. Nähert man ſie indeſs einander, ſo rückt der Wendungspunkt immer näher an eine der beiden Ebenen, und endlich fällt er in ſie hinein. Fährt man dann noch fort, die Ebenen einander näher zu bringen, ſo wird das Flüſſige zwiſchen ihnen erhoben oder niedergedrückt, und daraus entſteht eine andere Kraft, welche die beiden Ebenen gegen einander treibt, und nach Ueberwindung der äuſsern Wirkung des Flüſſigen, ſie mit beſchleunigter Bewegung in Berührung bringt.

Herr Hauy hat auf Ersuchen des Hrn. La Place hierüber Versuche angestellt, und findet den Erfolg der Theorie völlig entsprechend. Dieser Fall ist um so merkwürdiger, da er uns ein Beispiel einer durch Verminderung des Abstandes in Anziehung sich verwandelnden Zurückstofsung giebt, wie dieses uns in der Physik so häufig vorkommt. Jede der beiden Ebenen scheint in diesem Versuche die andere zurück zu stofsen und von ihr zurück gestofsen zu werden, und die Rechnung zeigt, dafs diefs von beiden mit gleicher Kraft geschieht. Obgleich indefs die beiden Ebenen, bemerkt Hr. La Place, nur durch die haarröhren-artige Wirkung des Flüssigen auf einander einwirken, so ist doch auch hier, wie in allen Erscheinungen der Natur, Wirkung und Gegenwirkung einander gleich.

Herr La Place wendet seine Theorie noch auf eine Erscheinung an, von der man auf den ersten Anblick glauben sollte, die Haarröhren-Kraft habe damit nichts zu thun, die aber in der That auf ihr beruht: nämlich auf die *Adhäsion von Platten mit der Oberfläche von Flüssigkeiten.* Eine Platte von grofser Oberfläche, die man mit einem Flüssigen, das in Ruhe ist, in Berührung gebracht hat, adhärirt mit ihr so stark, dafs es einer merkbaren und manchmahl selbst einer bedeutenden Kraft bedarf, um sie los zu reifsen. Sucht man sie allmählich zu heben, wie das der Fall ist, wenn sie an dem einen Arme einer Wage hängt, und man den andern Arm allmählich mit mehr Gewichten

beschwert, so hebt die Platte eine Säule des Flüssigen, auf dem sie ruhete, mit an, und das Gewicht dieser Säule im Augenblicke, wenn die Platte los reisst, giebt ein Mafs für diese Adhäsion. Dafs diese Erscheinung eine Wirkung der Haarröhren-Kraft ist, beweiset Herr La Place durch eine genaue Rechnung unwidersprechlich. Aus dem bekannten Durchmesser der kreisrunden Platte, und aus der als bekannt voraus gesetzten Höhe, bis zu welcher dasselbe Flüssige in einer Röhre von gegebener Weite ansteigt, die aus derselben Materie als die Platte besteht, findet er, wie grofs die Kraft seyn mufs, welche nöthig ist, um die Scheibe los zu reissen. Wendet man seine Formel auf Flüssigkeiten verschiedener Art an, z. B. auf Wasser, auf Terpenthin-Oehl und auf Alkohol von verschiedenen Dichten, so findet man Zahlwerthe, welche mit denen genau überein stimmen, die Herr Gay-Lussac bei den sehr genauen Versuchen gefunden, die er ausdrücklich über diesen Gegenstand angestellt hat.

Da die haarröhren-artige Anziehung nur bis auf unmerkbare Entfernungen reicht, so müssen Scheiben, welche von dem Flüssigen vollkommen genäfst sind, bei einerlei Oberfläche genau einerlei Adhäsion zu diesem Flüssigen äufsern, wie verschieden sie auch übrigens ihrer Natur nach seyn mögen, und zwar mufs diese Adhäsion genau der gleich seyn, welche das Flüssige auf sich selbst ausübt. Auch dieses bestätigt die Erfahrung. So

z. B. haben völlig genäſste Scheiben aus Kupfer und aus Glas, bei einerlei Durchmeſſer, genau einerlei Adhäſion zu einem Flüſſigen.

Dieſe Wirkungen hängen ab von dem Berührungswinkel, den das Flüſſige mit dem Umfange (*le contour*) der auf ihr ruhenden Scheibe macht. Sie verſchwinden, wenn dieſer Winkel null iſt. Nun haben wir aber oben geſehen, daſs, in einer Haarröhre aus Glas, Queckſilber, das mit Waſſer bedeckt iſt, ſich in eine Oberfläche ſetzt, die genau eine Halbkugel iſt. Bringt man folglich eine an einer Wage ſchwebende Glasſcheibe mit einer darunter befindlichen Queckſilberfläche in Berührung, und man gieſst dann Waſſer darauf, ſo daſs das Queckſilber und die Scheibe davon bedeckt werden, ſo kann man, weil dann der Berührungswinkel zwiſchen der Scheibe und dem Queckſilber null iſt, beim Losreiſsen der Scheibe keinen andern Widerſtand, als den finden, den ſie durch ihr eigenes Gewicht leiſtet. Auch dieſes haben die Verſuche des Herrn Gay-Luſſac bewährt. Die Urſache des Erfolgs liegt hier ſo ganz in dem Waſſer, daſs, als kein Waſſer mitwirkte, die Adhäſion der Glasſcheibe mit dem Queckſilber in dieſem Verſuche bis auf 296 Grammes ſtieg, ja bis auf 400 Grammes ſteigen konnte.

Die letzte Anwendung, welche Hr. La Place von ſeiner herrlichen Theorie macht, iſt, daſs er die *Geſtalt* unterſucht, welche ein *groſser Queckſilbertropfen, der auf einer horizontalen Glastafel ruht,*

ruht, annehmen muſs. Die Geſtalt und die Dicke dieſes Tropfens, ſo wie die Neigung ſeiner Seitenwände gegen das Glas, hängen ab von der Einwirkung des Queckſilbers auf ſich ſelbſt und auf das Glas, das ihn trägt; folglich iſt hierbei die Haarröhren-Kraft im Spiele. Die Reſultate, welche die Theorie für dieſen Fall giebt, ſtimmen auf das Genaueſte mit den Verſuchen des Herrn Gay-Luſſac überein. Dieſelbe Methode giebt die Depreſſion des Queckſilbers in weiten Röhren, z. B. in den Barometern; und vergleicht man damit die Gröſsen, welche die HH. Carl Cavendiſh und Gay-Luſſac durch Verſuche beſtimmt haben, ſo zeigt ſich die vollkommenſte Uebereinſtimmung.

* *
*

Herr La Place beſchlieſst dieſes Werk mit *allgemeinen phyſikaliſchen und chemiſchen Betrachtungen*, die zwar nur wenige Seiten einnehmen, doch mehr als ganze Bände zu denken und nachzuforſchen geben, und mit einigen hiſtoriſchen Rückblicken. Er zeigt, daſs die nur in ſehr kleinen Entfernungen wahrzunehmende anziehende Kraft, welche die haarröhren-artigen Erſcheinungen hervor bringt, die wahre Urſache der *chemiſchen Verwandtſchaften* iſt. In den haarröhrenartigen Erſcheinungen äuſsert ſich die anziehende Kraft aber nicht in ihrem ganzen Umfange, ſondern zeigt ſich nur durch ihre Verſchiedenheiten und durch die Variationen, welche in ihr die ver-

... Oberflächen, mit denen
..., hervor bringt. In den
...ſchaften wirkt dagegen die
... Maſsen individuelle Attraction
... Theilchen direct, mit ihrer ganzen
... ohne durch irgend etwas modificirt

...wickelung dieſer tiefſinnigen Idee führt
... La Place darauf, den *Zuſtand der Feſtig-*
... für ein Reſultat der Anziehung der kleinſten
Theilchen des Körpers, ſo fern ſie durch die Ge-
ſtalt der Theilchen modificirt iſt, zu nehmen. Die
Figur der Theilchen kann der Grund ſeyn, daſs
ihre Anziehung ſich in einigen Seitenflächen ſehr
viel ſtärker als in andern äuſsert. Werden nun
die Theilchen durch die ausdehnende Kraft des
Wärmeſtoffs, oder durch irgend eine andere Urſa-
che, weiter aus einander getrieben, ſo kann zwar,
bis auf eine gewiſſe Grenze, ihre anziehende Kraft
ihren Einfluſs noch äuſsern; aber die Modificatio-
nen, welche dieſe Kraft durch die Figur der klein-
ſten Theilchen erlitt, werden bei zunehmender
Entfernung der Theilchen von einander unmerk-
bar. Denn die Wirkung derſelben muſs ſehr viel
ſchneller, als die anziehende Kraft ſelbſt, abneh-
men; auf dieſelbe Art, wie bei den Erſcheinun-
gen am Himmel, welche von der Figur der Plane-
ten abhängen, z. B. beim Vorrücken der Nacht-
gleichen, dieſer Einfluſs ſich nach dem Kubus der
zunehmenden Entfernungen vermindert, während

der Einfluſs der Attraction ſelbſt nur nach dem Quadrate der wachſenden Entfernungen kleiner wird. Der Gaszuſtand ſcheint, dieſer Vorſtellung gemäſs, derjenige Zuſtand zu ſeyn, in welchem ſich die kleinſten Theilchen ſchon in einer ſolchen Entfernung von einander befinden, daſs weder der Einfluſs ihrer Figur, noch ihre eigenthümliche Attraction überhaupt, auf einander mehr merkbar iſt, ſo daſs ſie dann bloſs durch die Expanſivkraft der Wärme im Gleichgewichte erhalten werden. In dem erſten Zuſtande, dem der Feſtigkeit, leiſtet der Körper jeder Veränderung ſeines Zuſtandes den gröſsten möglichen Widerſtand; unaufhörlich ſtreben die kleinſten Theilchen, ſie mögen auch noch ſo wenig aus ihrer gegenſeitigen Lage verrückt werden, darein wieder zurück zu kommen; dieſes iſt das Syſtem eines ſtablen Gleichgewichts *). In dem tropfbaren Zuſtande, in welchem der Einfluſs der Figur der kleinſten Theilchen unmerkbar geworden iſt, finden ſich bei jeder Lage der Theilchen dieſelben Kräfte und dieſelben Zuſtände von Gleichgewicht; die Theilchen geben daher dem kleinſten Drucke nach, wie das bei dem vollkommenen Flüſſigen der Fall iſt.

Die weitere Betrachtung dieſer verſchiedenen Zuſtände ſtablen und nicht-ſtablen Gleichgewichts, in ihrer Anwendung auf die Chemie, iſt ſehr tief-

*) *D'un équilibre ſtable*, ein Kunſtwort, das ich beibehalte, weil ich es nicht ohne Zweideutigkeit zu überſetzen weiſs. *Gilbert.*

finnig. Da fie auf einem mechanifchen Principe beruht, welches für jedes Syftem von Körpern gilt, fo hat fie den grofsen Vorzug, vollkommen exact zu feyn. Herr La Place erklärt daraus eine Menge fehr wichtiger chemifcher Phänomene.

Alle Analogieen fcheinen dahin überein zu ftimmen, dafs die anziehende Kraft, mit welcher die kleinften Theilchen auf einander einwirken, aufserordentlich beträchtlich ift. In den haarröhren-artigen Wirkungen werden wir nur die Unterfchiede derfelben gewahr; ihre abfolute Gröfse aber ift unglaublich. Diefe Kraft drückt fenkrecht die Oberfläche der tropfbaren Flüffigkeiten, unabhängig von der Schwere. Wenn man annimmt, dafs die Kraft, mit der das Waffer auf fich felbft wirkt, eben fo grofs fey, als die anziehende Kraft, welche es auf das Licht äufsert, fo würde der Druck, den das Waffer diefem gemäfs in feinem Innern litte, durch eine Wafferfäule dargeftellt werden, deren Höhe gröfser wäre, als der Abftand der Erde von der Sonne zehn taufend Mahl genommen. Wahrfcheinlich ift die Wirkung des Waffers auf fich felbft kleiner, als die auf das Licht; man überfieht indefs doch hieraus, zu welcher Ordnung fie gehört. Sollte man hieraus nicht fchliefsen dürfen, bemerkt Herr La Place, dafs jede tropfbare Flüffigkeit vermöge diefer Kraft durch fich felbft zufammen gedrückt wird, und daher im Innern weit dichter als an der Oberfläche ift? Denn in der Oberfläche ift diefer

Druck null; von ihr ab wächst er in dem Innern des Flüssigen sehr schnell, bis zu der ausnehmend geringen Tiefe, bis zu welcher die Sphäre der merkbaren Wirksamkeit der Theilchen herab reicht; und über sie hinaus ist er constant, weil dann die nach der Oberfläche zu liegenden Schichten des Flüssigen gerade so stark anziehen, als das Flüssige im Innern. Wenn man sich eine so dünne Lage eines Flüssigen denkt, daſs jene Sphäre merkbarer Wirksamkeit ihre Dicke überträfe, so müsste eine solche Lage Flüssigkeit an ihren beiden Oberflächen einen viel kleinern Druck leiden, als es der Fall ist, wenn sie eine merkbare Dicke hat. Wäre es daher nicht möglich, daſs in ihr das Flüssige ein weit geringeres specifisches Gewicht hätte, als sich das in unsern Versuchen zeigt, bei denen die Kraft, die das Flüssige zusammen drückt, ihre ganze Intensität hat? Und sollte dieser Fall nicht bei der wässerigen Hülle der bläschen-artigen Dünste eintreten, die vielleicht eben dadurch specifisch leichter als die Luft, in der sie schwimmet, wie wir das täglich sehen, und die sich dem zu Folge in einem Mittelzustande zwischen dem des tropfbaren Wassers und des Wasserdampfs befinden würde. Dieses sind einige von den Ideen, welche Herr La Place hinstellt, und die er dem Nachdenken der Physiker und der Chemiker empfiehlt.

Herr La Place stellt zuletzt noch mit seiner Theorie die *vorzüglichsten Hypothesen* zusammen, die man bis hierher zur Erklärung der haarröhren-

finnig. Da ſie auf einem mechaniſchen Principe beruht, welches für jedes Syſtem von Körpern gilt, ſo hat ſie den groſsen Vorzug, vollkommen exact zu ſeyn. Herr La Place erklärt daraus eine Menge ſehr wichtiger chemiſcher Phänomene.

Alle Analogieen ſcheinen dahin überein zu ſtimmen, daſs die anziehende Kraft, mit welcher die kleinſten Theilchen auf einander einwirken, auſserordentlich beträchtlich iſt. In den haar-röhren-artigen Wirkungen werden wir nur die Unterſchiede derſelben gewahr; ihre abſolute Gröſse aber iſt unglaublich. Dieſe Kraft drückt ſenkrecht die Oberfläche der tropfbaren Flüſſigkeiten, unabhängig von der Schwere. Wenn man annimmt, daſs die Kraft, mit der das Waſſer auf ſich ſelbſt wirkt, eben ſo groſs ſey, als die anziehende Kraft, welche es auf das Licht äuſsert, ſo würde der Druck, den das Waſſer dieſem gemäſs in ſeinem Innern litte, durch eine Waſſerſäule dargeſtellt werden, deren Höhe gröſser wäre, als der Abſtand der Erde von der Sonne zeh taufend Mahl genommen. Wahrſcheinlich iſt d Wirkung des Waſſers auf ſich ſelbſt kleiner, a die auf das Licht; man überſieht indeſs doch hi aus, zu welcher Ordnung ſie gehört. Sollte m hieraus nicht ſchlieſsen dürfen, bemerkt Herr Place, daſs jede tropfbare Flüſſigkeit vermi dieſer Kraft durch ſich ſelbſt zuſammen gedrü wird, und daher im Innern weit dichter als an Oberfläche iſt? Denn in der Oberfläche iſt di

finnig. Da fie auf einem [illegible] hatte. Er macht
beruht, welches für jedes [illegible] dafs Clairaut, der
fo hat fie den grofsen [illegible] diefe Erfcheinungen be-
zu feyn. Herr [illegible] genauen Analyfe umfafst hat-
Menge fehr wichtig [illegible] falfche Annahme gehemmt wur-

Alle Anal[illegible]ende Kraft des Glafes bis auf die
ftimmen, dafs [illegible] in der Achfe des Röhrchens wirke.
die klein[illegible] er nach feiner zweiten Methode, dafs,
aufserorden[illegible] in dem Falle, wenn die Röhre von der
röhren[illegible] vollkommen genäfst ift, fich dächte, die
Un[illegible] würde einzig und allein von dem unmit-
G[illegible] über ihrer Oberfläche befindlichen, nicht
m[illegible] hohen, Ringe der innern Röhrenfläche fol-
[illegible], alles nach diefer Hypothefe genau fo er-
folgen müfste, als es in der Wirklichkeit gefchieht,
ob gleich hier der Erfolg von andern Urfachen ab-
hängt. Die Annahmen, aus welchen der Dr. Ju-
rin die haarröhren-artigen Wirkungen zu erklä-
ren verfucht hat, nähern fich diefer Hypothefe au-
fserordentlich. Herr La Place thut ferner dar,
dafs die von andern Phyfikern erdachte Erklärung
unzureichend ift, der zu Folge diefe Erfcheinun-
gen Wirkungen der Spannung der flüffigen Ober-
fläche feyn follen, welche, nach ihrer Geftalt,
von diefen Phyfikern mit denen Oberflächen ver-
glichen wird, die von den Geometern *lintearifche*
oder *elaftifche* genannt werden. Endlich führt
er die Bemerkungen Segner's und Thomas
Young's über den Einflufs der Krümmung der
Oberflächen auf die haarröhren-artigen Erfchei-

nungen, auf ſeine erſte Methode zurück; beide Mathematiker hatten zwar die Nothwendigkeit, auf dieſen Einfluſs zu ſehen, erkannt, nicht aber durchſchauet, in wie fern er bei dieſen Erſcheinungen mitwirkt, noch wie er mit den urſprünglichen Kräften, die ihn erzeugen, zuſammen hängt.

Wird eine zahlreiche Folge von Erſcheinungen auf eine einzige Urſache in der Natur, deren Wirklichkeit ſich nicht bezweifeln läſst, zurück geführt, und durch einen ſtrengen Calcul bis in das kleinſte Detail aus ihr wieder abgeleitet; ſo tritt ſie eben dadurch aus dem Gebiete der gemeinen Phyſik heraus, und bildet nun einen Inbegriff mathematiſcher Wahrheiten. Dieſes iſt der Geſichtspunkt, aus dem man von nun an die haarröhren-artigen Erſcheinungen zu betrachten hat. Daſſelbe wird künftig einmahl mit andern Zweigen der Phyſik geſchehen, mit den Erſcheinungen der Wärme, der Elektricität, und des Magnetismus, wenn höhere Genies uns die wahren Urſachen derſelben enthüllen werden, die jetzt noch unbekannt ſind, und an deren Stelle wir, in Ermangelung eines Beſſeren, Hypotheſen ſetzen, oder Fictionen, aus denen ſich die beobachteten Erſcheinungen mehr oder minder gut darſtellen laſſen. Die haarröhren-artigen Erſcheinungen, und die Erſcheinungen, welche aus der Einwirkung der Körper auf das Licht entſtehen, ſind bis jetzt die Einzigen, welche man mittelſt eines ſtrengen Calculs aus der Attraction in kleinen Entfernungen

[illegible] beiden Entdeckun-
[illegible] Aber wahrschein-
[illegible] ...scheinungen anderer Art
[illegible] ...schieden modificirten, Ur-
[illegible] zeigt uns Herr La Place
[illegible] mit Evidenz und durch mathema-
[illegible] ...ie Quelle aller chemischen Erschei-
[illegible] wird ihm unstreitig nicht genügen,
[illegible] ...ieier glänzenden Entdeckungen mit
[illegible] ...theilt zu haben; er wird den Aussich-
[illegible] ...eren Wichtigkeit er selbst uns aufmerk-
[illegible] ...acht hat, weiter nachspüren; und viel-
[illegible] gelingt es seiner tiefsinnigen Analyse, uns
[illegible] mehr als Ein Naturgesetz zu enthüllen, das
[illegible] bis jetzt verborgen ist.

II.

THEORIE DER KRAFT,

welche in den Haarröhren und bei ähnlichen Erſcheinungen wirkt;

von

P. S. La Place,

Kanzler des Senats,

Groſs-Officier der Ehrenlegion und Mitgl. des Nat. Inſtit.

ZWEITER HAUPTTHEIL.

Die Wirkung der Haarröhren-Kraft auf eine neue Art betrachtet.

Ueberſetzt, mit einigen Anmerkungen, von Brandes und Gilbert.

I. *Vergleichung der Kräfte mit der angehobenen Maſſe des Flüſſigen.*

13. Bei unſern Unterſuchungen über die haarröhren-artigen Erſcheinungen, wie wir ſie bis hierher behandelt haben, gründete ſich alles auf die Betrachtung der Oberfläche, welche das Flüſſige in einem haarröhren-artigen Raume annimmt, und auf die Bedingungen des Gleichgewichts eines Flüſſigen, welches in einem unendlich engen Kanale enthalten iſt, deſſen eines Ende ſich in dieſer

Oberfläche befindet, und dessen anderes Ende in der Oberfläche des unbegrenzten Flüssigen liegt, in das der haarröhren-artige Raum eingetaucht ist. Jetzt wollen wir dagegen die *Kräfte* betrachten, welche das Flüssige in Räumen dieser Art anzuheben oder niederzudrücken streben, und diese Kräfte direct zu bestimmen suchen. Eine Untersuchung, welche uns zu mehrern allgemeinen Resultaten führen wird, die sich nach der vorigen Methode nicht so leicht ableiten lassen. Beide Methoden vereinigt werden über diess uns ein Mittel an die Hand geben, die Verwandtschaften der verschiedenen Körper zu den flüssigen Körpern mit Genauigkeit unter einander zu vergleichen.

Man denke sich eine prismatische Röhre *ABCD* (Fig. 1. Taf. II.) *), gleich viel, von welcher Grundfläche, deren Seitenflächen gegen die Grundflächen senkrecht sind. Sie stehe senkrecht, und ihr unteres Ende sey in ein Flüssiges eingetaucht, das sich in ihr über das Niveau *MN* des umgebenden Flüssigen erhebe. Dass das Flüssige in dem Innern der Röhre, über dem Niveau ansteigt, davon kann der Grund in nichts Anderm liegen, als in der Wirkung der Wände der Röhre auf das Flüssige und der flüssigen Theilchen auf einander selbst.

Die zunächst an einer Röhrenwand liegende Schicht des Flüssigen wird nämlich durch diese

*) Die Figur und die Beziehungen auf sie finden sich in dem Originale nicht. Ich habe sie zum leichtern Verständnisse beigefügt. *Gilbert.*

Einwirkung gehoben; diese Schicht erhebt eine zweite, die zweite eine dritte und so weiter, bis endlich das Gewicht der erhobenen Säule des Flüssigen den Kräften, welche noch mehr zu heben streben, das Gleichgewicht hält.

Um das angehobene Volumen des Flüssigen, bei welchem das Gleichgewicht Statt findet, zu bestimmen, wollen wir uns an dem Ende der eingetauchten prismatischen Röhre *ABCD* eine bloss imaginäre Fortsetzung *DCIK* dieser Röhre denken, so nämlich, dass die unendlich dünnen Wände dieser zweiten Röhre die Verlängerung der innern Oberfläche der ersten Röhre sind, und dass diese Wände selbst gar nicht auf das Flüssige wirken, folglich die Einwirkung der ersten Röhre *ABCD* und des Flüssigen auf einander auf keine Art stören. Diese zweite Röhre sey Anfangs vertikal, krümme sich dann horizontal, und nehme dann die vertikale Richtung wieder an, behalte dabei aber überall einerlei Figur und Weite. Es ist einleuchtend, dass dann, in dem aus den beiden Röhren zusammen gesetzten Kanale *ABIK*, bei dem Zustande des Gleichgewichts, der Druck in den beiden vertikalen Armen *ABEF* und *IKHG* gleich seyn muss. Weil aber in dem ersten Arme *ABEF* sich eine grössere Masse des Flüssigen befindet, als in dem zweiten *IKHG*, so muss der daraus entspringende grössere Druck durch die vertikalen Attractionen zerstört werden, welche die prismatische Röhre und das Flüssige, auf das im ersten Arme enthaltene Flüssige

Oberfläche befindet, und [illegible] denen Attrac-
der Oberfläche des unb[illegible] fuchen, und zwar
in das der haarröhren [illegible] den untern Theil
ift. Jetzt wollen wir [illegible]
ten, welche das Flü[illegible] ein fenkrechtes Prisma
zuheben oder nied[illegible] foll, fo ift ihre Grund-
Kräfte direct zu [illegible] in dem erften fenkrechten
fuchung, welch[illegible] *zweiten Röhre* enthaltene Flüf-
fultaten führ[illegible] niederwärts gezogen, 1) durch
Methode [illegible] 2) durch das fie umgebende Flüf-
Methoden [illegible] Attractionen werden aufgehoben
tel an [illegible] lichen Attractionen, welche auf das
verfchi[illegible] dem andern Arme *IKHG* diefer Röhre,
mit [illegible] Nähe der Oberfläche, wirken, daher man
[illegible] ihnen abfehen kann. Es wird aber auch
[illegible] in *DCEF* enthaltene Flüffige vertikal auf-
[illegible] gezogen durch das Flüffige in der erften
[illegible] *ABCD*; diefe Attraction wird aber ebenfalls
[illegible] durch zerftört, dafs jenes Flüffige diefes letz-
[illegible] mit eben der Kraft herabwärts anzieht, und
es kommen daher hier auch diefe beiden gegenfei-
tigen Anziehungen nicht in Rechnung. Endlich
wird 4) das Flüffige in dem Schenkel *DCFE* der
zweiten Röhre vertikal aufwärts gezogen, durch
die prismatifche Röhre *ABCD* felbft, und es ent-
fteht dadurch in diefem Flüffigen eine fenkrecht
aufwärts gerichtete Kraft, die wir $= Q$ fetzen
wollen; fie trägt wirklich dazu bei, das in der er-
ften Röhre *ABCD* erhobene Flüffige über dem Ni-
veau des umgebenden Flüffigen zu erhalten.

Was die Kräfte betrifft, die auf das in der *erſten Röhre ABCD* enthaltene Flüſſige wirken, ſo finden an dem untern Theile derſelben folgende Attractionen Statt: 1) die Anziehung, die das Flüſſige auf ſich ſelbſt äuſsert; ſie kommt indeſs hier nicht in Rechnung, weil dieſe gegenſeitigen Anziehungen der Theilchen einem Körper keine Bewegung einzudrücken vermögen, wenn er feſt iſt, und man unbeſchadet des Gleichgewichts ſich denken kann, das Waſſer der *erſten* Röhre ſey feſt geworden. — 2) Das in der untern Röhre enthaltene Flüſſige zieht die flüſſige Maſſe niederwärts; aber wir haben eben ſchon erwähnt, daſs dieſe Anziehung durch die entgegen geſetzte des obern Flüſſigen aufgehoben wird. — 3) Das die untere Röhre umgebende Fluidum zieht das in der erſten Röhre *ABCD* enthaltene Flüſſige ſenkrecht herabwärts; und dieſe Kraft kommt wirklich in Rechnung. Wir wollen ſie $= - Q'$ ſetzen, da ſie, als der vorhin gefundenen entgegen geſetzt wirkend, mit — bezeichnet werden muſs. — 4) Zu dieſen Kräften kommt endlich noch eine vierte; auch das in der erſten Röhre *ABCD* enthaltene Flüſſige wird nämlich von dieſer Röhre ſelbſt ſenkrecht aufwärts gezogen, und zwar mit einer Kraft, welche gleichfalls $= Q$, das heiſst, eben ſo groſs iſt, als die Attraction, welche eben dieſe Röhre auf das Flüſſige in der zweiten Röhre ausübt. Denn wenn man durch eine horizontale Ebene irgend wo den untern Theil des in der erſten Röhre *ABCD* ent-

gur und Gröfse derfelben unabhängig ift. Eben fo findet man $Q' = \varrho' . c$, wenn ϱ', in Rückficht auf die Attraction der Theilchen des Flüffigen unter einander, eben die Bedeutung hat, als ϱ in Rückficht auf die Attraction der Röhre gegen das Flüffige. Und fo ergiebt fich dann

$$gD . V = (2\varrho - \varrho') c.$$

Eine Gleichung, welche mit der am Ende von §. 7. gefundenen überein ftimmt, wenn man $2\varrho - \varrho' = \frac{1}{2} H . cos. \omega$ fetzt.

Aus §. 12. erhellet, dafs für $\varrho = \varrho'$ der Winkel $\omega = o$ wird; in diefem Falle alfo ift

$$\varrho' = \tfrac{1}{2} H.$$

Weil ϱ' einerlei bleibt, wenn man in daffelbe Flüffige Röhren von verfchiedener Materie eintaucht, fo mufs allgemein feyn, wenn ϱ nicht $= \varrho'$ ift, $2\varrho - \varrho' = \varrho' . cos. \omega$, folglich

$$\varrho = \varrho' . cos.^2 \tfrac{1}{2}\omega.$$

Und fo findet man aus dem Winkel ω das Verhältnifs $\varrho : \varrho'$, und umgekehrt; ω aber ift der Winkel, welchen der äufserfte Theil der Oberfläche des Flüffigen mit der Röhrenwand macht.

Ein directer Beweis für die Gleichung $\varrho' = \frac{1}{2} H$.

14. Es fey (Fig. 17. *) AB eine vertikale Ebene von merklicher Dicke, deren untere Seite horizontal ift. In der Entfernung $EC = a$ von die-

*) Auch diefe Figur findet fich nicht in dem Originale, fondern ift von Hrn. Dr. Brandes der Deutlichkeit halber hier hinzu gefügt worden. Gilbert.

dieſer Ebene befinde ſich eine nach *D* zu unbegrenzte verticale Linie *CD*, deren oberes Ende *C* mit der untern Grenze der Ebene in einerley Niveau liege, und dieſe Linie werde von der Ebene angezogen. Die Function $\varphi(s)$ drücke das Geſetz der Attraction in Rückſicht auf die Entfernung s aus. Wir wollen die Lage eines jeden Punktes der feſten Ebene durch Coordinate x, y, z beſtimmen, die auf einander ſenkrecht ſind, und die von *C*, dem obern Ende der angezogenen Linie, an gerechnet werden. Die Achſe des x ſey gleichlaufend dem kürzeſten Abſtande *CE* der verticalen Linie von der mit ihr parallelen Ebene; die Achſe des y ſey horizontal, und folglich die auf beide ſenkrechte Achſe des z vertical. Endlich ſey z' die verticale Tiefe eines unbeſtimmten Punktes *Z* unter *C*, und s die Entfernung dieſes Punktes von irgend einem Elemente der Ebene, alſo

$$s^2 = x^2 + y^2 (z + z')^2.$$

Nach dieſen Bezeichnungen iſt die verticale Attraction der ganzen feſten Ebene auf einen Punkt *Z*

$$= \int\int\int dx \,.\, dy \,.\, dz \,.\, \frac{(z + z')}{s} \,.\, \varphi(s),$$

und man findet die Attraction für die ganze Linie, wenn man dieſes Integral mit dz' multiplicirt, und das Integral in Beziehung auf z' zwiſchen den Grenzen $z' = o$ und $z' = \infty$ ſucht.

Setzen wir, wie in §. 1., $\int ds \,.\, \varphi(s) = c - \Pi(s)$, wenn dieſes Integral von $s = o$ an gerechnet wird,

und c den Werth bedeutet, welchen es für $s = \infty$ erlangt, so ist, wenn dieses Integral mit $s = f$ verschwinden sollte,

$$\int ds . \varphi(s) = c - \Pi(s) - c + \Pi(f).$$

Folglich ist der bis zu $s = \infty$ erstreckte Werth des Integrals

$$\int dz' . \frac{z+z'}{s} . \varphi(s) = \Pi(f),$$

und es bedeutet hier f denjenigen Werth, welchen s in C erhält, oder den Abstand des obern Punktes der Linie von dem anziehenden Theilchen der Ebene. Die Attraction der ganzen festen Ebene ist also =

$$\iiint dx . dy . dz . \Pi(f).$$

Es sey nun ω der Winkel, welchen s mit der durch C gelegten horizontalen Ebene macht, und ϑ der Winkel, welchen die Projection von s auf die horizontale Ebene, mit der Achse der y bildet: so ist

$$x = s . \sin . \vartheta . \cos . \omega ; \; y = s . \cos . \vartheta . \cos . \omega.$$

und $$dx . dy . dz = s^2 ds . d\vartheta . d\omega . \cos . \omega.$$

Nach der Natur der hier betrachteten Attractionen, welche auf unmerkliche Entfernungen eingeschränkt sind, ist es einerley, ob man die Dicke der festen Ebene als endlich oder als unendlich annimmt, wir wollen sie also als unendlich ansehen. Ist nun $\int s ds . \Pi(s) = c' - \Psi(s)$ und c' der Werth des Integrals für $s = \infty$, so ist

$$\int s^2 ds . \Pi(s) = -s . \Psi(s) + \int ds . \Psi(s) + const.$$

Hier werden die Integrale von $s = \int$ an gerechnet, und da für $s = \infty$ die Function $s.\Psi(s)$ verſchwindet, ſo iſt $const. = \int.\Psi(\int)$; und der vollſtändige Werth des Integrals iſt

$$\int s^2.ds.\Pi(s) = \int.\Psi(\int) + \int ds\,\Psi.(s).$$

Ich ſetze ferner $\int ds.\Psi(s) = c'' - \Gamma(s)$, wenn dieſs Integral mit $s = o$ verſchwindet, und $= c''$ wird für $s = \infty$. Es läſst ſich leicht überſehen, daſs dann der auf die Grenzen $s = \int$ und $s = \infty$ eingeſchränkte Werth des Integrals $= \Gamma(\int)$ wird, ſo daſs man hat

$$\int s^2.ds.\Pi(s) = \int.\Psi(\int) + \Gamma(\int).$$

Unſer dreyfaches Integral verwandelt ſich dem zu Folge in folgendes zweyfache Integral

$$\iint d\vartheta.d\omega.\cos.\omega.[\int.\Psi(\int) + \Gamma(\int).]^{*)}$$

Wir wollen uns jetzt eine durch die angezogene Linie CD und die Achſe der x gehende Ebene denken, und unterſuchen, wie dieſe von der feſten Ebene nach verticaler Richtung angezogen wird. Man findet dieſe Attraction, indem man die vorige Function mit da multiplicirt und integrirt. Es iſt aber $a = \int.\sin.\vartheta.\cos.\omega$, und, wenn bloſs $\int$ veränderlich angenommen wird, $da = d\int.\sin.\vartheta.\cos.\omega.$ Die geſuchte verticale Attraction iſt alſo

$$= \iiint d\int.d\vartheta.d\omega.\sin.\vartheta.\cos.^2\omega.[\int.\Psi(\int) + \Gamma(\int)],$$

*) In dem Originale ſind die Buchſtaben s und $\int$ nicht zu unterſcheiden; ich hoffe, daſs meine Unterſcheidung beider die richtige iſt. *Br.*

und das Integral mufs in Beziehung auf f von $f = o$ bis $f = \infty$ genommen werden. Nach dem Vorigen ist für diese Grenzen

$$\int f . df . \Psi(f) = -f . \Gamma(f) + \int df . \Gamma(f) = \int df . \Gamma(f),$$

weil für $f = \infty$, das Product $f . \Gamma(f) = o$ ist. Da wir nun §. 1. $\int f . df . \Psi(f) = \frac{1}{2\pi} . H$ gesetzt haben, so ist das vorige dreyfache Integral =

$$\frac{H}{\pi} \iint d\omega . d\vartheta . \sin.\vartheta \cos.^2\omega.$$

Nimmt man das Integral in Beziehung auf ω von $\omega = o$ bis $\omega = \frac{1}{2}\pi$, und in Beziehung auf ϑ von $\vartheta = o$ bis $\vartheta = \pi$, so wird

$$\iint d\omega . d\vartheta . \sin.\vartheta . \cos.^2\omega = \frac{1}{2}\pi,$$

also endlich. Folglich ist die *gesammte verticale Attraction* der festen Ebene auf die gegen sie senkrechte Ebene $= \frac{1}{2} H$. Diese Attraction ist es, die wir vorhin mit ρ bezeichneten, oder mit ρ', wenn die anziehende Masse mit dem Flüssigen von einerley Materie ist; also ist auch hier

$$\rho' = \frac{1}{2} H,$$

wie es oben die Vergleichung beider Methoden ergab.

Man übersieht auf diese Art, eben sowohl nach der einen als nach der andern dieser Methoden, nicht blofs die Gleichheit der Kräfte ρ und $\frac{1}{2} H$, von denen die haarröhren-artigen Erscheinungen abhängen, sondern auch ihre Ableitung aus den Attractionskräften der Körpertheilchen, welche ebenfalls die Verwandtschaften hervorbringen.

Die *Haarröhrchen-Kraft* ist nichts anders, als die Modification dieser anziehenden Kräfte, welche von der Krümmung der Oberfläche (nach der Ansicht der in §. 1. aus einander gesetzten Methode), oder von der Lage der anziehenden Ebenen (nach der zweyten, eben ausgeführten Methode), abhängt; dagegen scheinen die *Verwandtschaften* die Attractivkräfte selbst zu seyn, so fern sie mit ihrer völligen Gewalt wirken.

K. *Betrachtung einzelner Fälle.*

15. Die am Ende von §. 13. gefundene Gleichung $gDV = (2\varrho - \varrho')c$, giebt für einen *Cylinder* vom Halbmesser $= l$, in welchem das Flüssige zu der mittlern Höhe $= q$ steigt,

$$2\varrho - \varrho' = \tfrac{1}{2} gD \,.\, lq;$$

und man findet daher für jede andere Röhre zur Vergleichung mit der kreisförmig cylindrischen das *Volumen*

$$V = \tfrac{1}{2} l \,.\, q \,.\, c.$$

Diese Gleichung zeigt, dass unter allen prismatischen Röhren von gleichem innern Querschnitte, der hohle Cylinder die geringste Quantität des Flüssigen über das Niveau erhebt, weil sein Umfang der kleinste ist.

Nennt man b den Querschnitt der Röhre, und h die mittlere Höhe aller Punkte der Oberfläche des in ihr angehobenen Flüssigen, so ist $V = hb$, und folglich für jede Röhre

$$h = \frac{lqc}{2b}.$$

In diefen Formeln mufs man q, V, h und $2\rho - \rho'$ negativ annehmen in den Fällen, wenn das Fluidum fich in der Röhre *fenkt*, ftatt in ihr zu fteigen.

Uebrigens gelten diefe Formeln auch für ein *eckiges Prisma*; denn fie könnten nur in den Ecken auf eine Entfernung, die der merklichen Wirkungsfphäre der Röhrenwand gleich wäre, fehlerhaft feyn; da aber diefe Entfernung unmerklich ift, fo kann auch der gefammte Irrthum nicht anders als unmerklich feyn. Die Formeln gelten alfo ohne Ausnahme in allen Fällen.

Sind die Querfchnitte verfchiedener *prismatifcher* Röhren *ähnliche Figuren*, fo ift der Inhalt b dem Quadrate des Umfangs c proportional, und alfo die Höhe h diefem Umfange umgekehrt proportional. Eine leichte Folgerung hieraus ift, dafs in prismatifchen Röhren, deren Querfchnitte reguläre, um einerley Kreis befchriebene Polygone find, h gleich grofs ift, oder dafs in ihnen das Flüffige fich zu einerley mittlern Höhe erhebt.

Gellert hat einige Beobachtungen über das Auffteigen des Waffers in *prismatifchen* Glasröhren *mit rectangulären und dreyeckigen Grundflächen* angeftellt *), und fand, dafs bey ähnlichen Grundflächen die Höhen den ähnlich liegenden Seiten umgekehrt proportional find, wie das unfre Formeln ergeben. Er glaubte auch fchliefsen zu dürfen, dafs das Waffer in rectangulären und trian-

*) *Mémoires de l'acad. de Petersbourg.* Tom. XII.

gulären Röhren von gleichen Grundflächen gleich hoch ſtiege; doch entſcheidet er hierüber nicht völlig. Er führt nicht genug Data an, um die Beobachtungen mit der Theorie vergleichen zu können; indeſſen giebt dieſe, wenn die eine Grundfläche ein Quadrat, die andere ein gleichſeitiges Dreyeck iſt, und beide von gleichem Inhalte ſind, die Höhen wie $2 : \sqrt[4]{3^3}$, oder beynahe wie $7 : 8$.

Iſt das Prisma *rechteckig*, und die gröſsere Seite der Baſis $= a$, die andere ſehr klein $= l$, ſo iſt $b = al$ und $c = 2(a + l)$, folglich

$$h = \left(1 + \frac{l}{a}\right) q.$$

Für den Fall alſo, da a ſehr groſs gegen l iſt, hat man $h = q$: oder, zwiſchen *zwey* einander ſehr nahen und *parallelen Ebenen* ſteigt das Flüſſige ſehr nahe ſo hoch, als in einer cylindriſchen Röhre von gleicher Materie, wenn die Entfernung der Ebenen von einander dem Halbmeſſer des Cylinders gleich iſt. Eine Regel, die wir ſchon oben §. 9. gefunden haben.

In dieſen Formeln bezeichnen q und h die *mittlere Höhe* der verſchiedenen Punkte der Oberfläche; dieſe Höhe iſt alſo verſchieden von der Höhe desjenigen Punkts der Oberfläche des Flüſſigen, der in der Achſe einer verticalen cylindriſchen Röhre liegt, und dieſe letztere Höhe iſt nicht genau dem Durchmeſſer der Röhre umgekehrt proportional. Wenn das Flüſſige die Wände

der Röhre vollkommen naſs macht, wie Waſſer und Alkohol das Glas benetzen, ſo muſs man, um eine Gröſse zu erhalten, die dem Durchmeſſer der Röhre umgekehrt proportional iſt, zu der Höhe in der Achſe der Röhre noch ein Sechstel des Durchmeſſers der Röhre addiren. Iſt nämlich die Höhe in der Achſe der Röhre $= q$, und der Halbmeſſer der Röhre $= l$, ſo iſt das Volumen des bis zum niedrigſten Punkte der Oberfläche erhobenen Flüſſigen $= \pi l^2 q$. Nimmt man nun an (wie man in dieſem Falle nach §. 12. darf), der oberhalb dieſes Punkts liegende Meniscus ſey durch eine hohle Halbkugel begrenzt, ſo iſt das Volumen des Meniscus $= \frac{1}{3}\pi l^3$, alſo das Volumen der ganzen Säule $= \pi l^2 (q + \frac{1}{3} l)$. Dieſes Volumen muſs dem Umfange der Baſis $= 2\pi l$ proportional ſeyn; alſo muſs $l(q + \frac{1}{3} l)$ eine in verſchiedenen cylindriſchen Röhren conſtante Gröſse ſeyn; und folglich iſt die Gröſse $q + \frac{1}{3} l$ dem Durchmeſſer der Röhre umgekehrt proportional.

Man denke ſich eine *heberförmig gekrümmte* Glasröhre, deren kürzerer Schenkel ein Haarröhrchen, der längere Schenkel dagegen ſo *breit* iſt, daſs er ein anſehnliches Gefäſs bildet. Gieſst man in dieſes Gefäſs *Alkohol*, ſo erhebt dieſer ſich im Haarröhrchen über das Niveau im Gefäſse, und fährt fort, ſich zu erheben, wenn man mehr Alkohol in das Gefäſs eingieſst, indem der Unterſchied der Höhe im Haarröhrchen und im Gefäſse ſo lange gleich bleibt, bis der Alkohol das Ende

des Haarröhrchens erreicht hat. Fährt man, nachdem er zu dieser Höhe gestiegen ist, noch fort, Alkohol in das Gefäss zu giessen, so wird die Oberfläche im Haarröhrchen immer weniger und weniger concav, und wenn im Gefässe die Oberfläche in einerley Niveau mit dem Ende des Haarröhrchens gekommen ist, so wird die Oberfläche im Haarröhrchen eben und horizontal seyn.

Nun haben wir oben (§. 12.) gesehen, dass, wenn die Wirkung des Glases auf ein Flüssiges grösser ist, als die Wirkung der Theilchen des Flüssigen auf einander, eine Schichte des Flüssigen sich an die Wände des Glases anlegt, und einen neuen Körper bildet, dessen Attraction gegen das Flüssige mit der Wirkung der flüssigen Theilchen auf einander einerley ist. Bey Flüssigkeiten, die das Glas vollkommen befeuchten, kann man daher die Wirkung des Glases auf das Flüssige, der gegenseitigen Einwirkung der Theilchen des Flüssigen gleich setzen. In dem Falle, wenn das Niveau im Gefässe gerade durch die Oeffnung des Haarröhrchens geht, verhält sich dann also alles eben so, als wenn in einem grössern Gefässe, worin Alkohol im Gleichgewicht steht, eine unbestimmte Masse Alkohol sich zum Theil in eine feste Masse verwandelt, und ein Haarröhrchen gebildet hätte, in welchem sich etwas flüssiger Alkohol in Verbindung mit dem übrigen nicht consolidirten Alkohol befände. Offenbar würde in diesem Falle das Gleichgewicht unverändert,

und die Oberfläche im Haarröhrchen horizontal, und mit der andern Oberfläche im Niveau bleiben. Es ist folglich nicht allgemein wahr, daſs die Oberfläche des Alkohols mit den Wänden des Glasgefäſses alle Mal einerley Winkel bildet, sondern dieſs gilt nur, ſo lange das Ende der Wände nicht erreicht iſt; in dieſem letztern Falle bleibt offenbar die Wirkung der Wände auf das Flüſſige nicht mehr dieſelbe.

Fährt man immer noch fort, Alkohol in das Gefäſs einzugieſsen, nachdem er ſchon das Niveau des Endes der Haarröhre erreicht hat, ſo entſteht am Ende des Haarröhrchens auſserhalb ein Tropfen, der immer convexer, und endlich eine Halbkugel wird; und wenn dieſs geſchieht, ſo iſt der Alkohol im Gefäſse gerade ſo hoch über der durch das Ende des Haarröhrchens gehenden Horizontalebene geſtiegen, als er Anfangs, ehe er das Ende des Haarröhrchens erreichte, in dieſem ſich über dem Niveau des Alkohols im Gefäſse erhoben hatte. Denn der Druck, welcher von der Convexität des Tropfens in dem Falle herrührt, iſt gleich der ſaugenden Kraft (*ſuccion*), welche in dem andern Falle durch die Concavität bewirkt wird. Gieſst man endlich noch etwas Alkohol in das Gefäſs, ſo verſchwindet der Tropfen; er fängt nämlich an, ſich zu verlängern, und muſs in den Punkten ſeiner Oberfläche berſten, wo der Krümmungshalbmeſſer ſich vergröſsert.

Aehnliche Erscheinungen zeigen sich an einer Säule Alkohols, die in einer gläsernen verticalen Haarröhre hängt. Der Alkohol bildet am untern Ende der Röhre einen Tropfen, der desto convexer wird, je länger die flüssige Säule in der Röhre war. Wenn der Tropfen eine Halbkugel ist, so findet man die Länge der Säule doppelt so groſs, als die Höhe, zu welcher sich der Alkohol in dieser Röhre erhebt, wenn sie mit dem untern Ende in ein Gefäſs voll Alkohol getaucht wird. Nimmt man die flüssige Säule noch länger, so verbreitet sich der Tropfen über die untere Grundfläche der Röhre, und es entsteht ein neuer Tropfen, der immer convexer wird, und endlich eine Halbkugel bildet, deren Durchmesser dem äuſsern Durchmesser der Röhre gleich ist; und wenn dann die Säule im Gleichgewichte ist, so ist ihre Länge so groſs, als die Summe der Höhen, welche der Alkohol in zwey Röhren erreichen würde, deren eine den innern Durchmesser, die andere den äuſsern Durchmesser der Röhre zum innern Durchmesser hätte. Giebt man der flüssigen Säule im Innern der Röhre eine noch gröſsere Länge, so tröpfelt etwas von dem Flüssigen weg. — Alle diese Resultate bestätigt die Erfahrung.

L. *Betrachtung des Falles, wenn in einem Haarröhrchen zwey verschiedene Fluida über einander stehen, und Versuche von Hn.* Gay-Lussac.

16. „Wenn sich in einem Gefäſse verschie-„dene Flüssigkeiten in horizontalen Schichten über

„einander befinden, und man hat in diese Flüssig-
„keiten eine gerade, prismatische, senkrecht ste-
„hende Röhre mit ihrem untern Ende eingetaucht:
„so übertrifft das Gewicht des in der Röhre wirk-
„lich enthaltenen Flüssigen das Gewicht desjenigen
„Flüssigen, welches die Röhre *ohne* Einwirkung der
„Haarröhrenkraft enthalten würde, um eben so
„viel, als das Gewicht des Flüssigen beträgt, wel-
„ches sich in der Röhre über das Niveau in dem
„Falle erheben würde, wenn sich in dem Gefässe
„nur das einzige Flüssige befände, in welchem sich
„das untere Ende der Röhre befindet." Denn of-
fenbar wirkt auf das Flüssige, welches das untere
Ende der Röhre berührt, die Röhre und dieses
Flüssige selbst eben so, als wenn die andern Flüs-
sigkeiten nicht vorhanden wären; die übrigen in
der Röhre enthaltenen Flüssigkeiten sind um
etwas Merkliches von der untern Basis derselben
entfernt, daher die Einwirkung der Röhre auf sie
gar nichts beytragen kann, um sie zu heben oder
nieder zu drücken; und was die gegenseitige Wir-
kung dieser Flüssigkeiten eine auf die andere betrifft,
so würde sie sich offenbar aufheben, wenn alle zu-
sammen eine feste Masse bildeten, welches sich an-
nehmen liesse, ohne dass dadurch das Gleichge-
wicht gestört werden würde. „Hieraus folgt, dass,
„wenn man ein Haarröhrchen mit seinem untern
„Ende in ein Flüssiges eintaucht, und dann eine
„andere Flüssigkeit, die über die erstere stehend
„bleibt, in das Haarröhrchen giesst; das Gewicht

„beider Flüſſigkeiten, welche in der Röhre über „dem Niveau angehoben ſind, eben ſo groſs ſeyn „muſs, als das Gewicht des erſten, Anfangs allein „darin enthaltenen Flüſſigen."

Die Oberfläche des zu oberſt ſtehenden Flüſſigen muſs in dieſem Falle offenbar eben dieſelbe ſeyn, als in dem Falle, wenn die Röhre in ein bloſs mit dieſem Flüſſigen gefülltes Gefäſs getaucht würde; da hingegen, wo beide Fluida ſich berühren, haben ſie eine gemeinſchaftliche Oberfläche, deren Geſtalt anders ausfallen wird, als wenn jedes Fluidum ſich einzeln in der Röhre befände; und es iſt intereſſant, dieſe Geſtalt zu beſtimmen.

Wir wollen zu dem Ende annehmen, die innere Oberfläche der eingetauchten Röhre ſey ein gerader, verticaler und ſehr enger Cylinder. In dieſem Falle kann man ſowohl die gemeinſchaftliche Oberfläche beider Flüſſigkeiten, als auch die Oberfläche, welche jede einzeln in der Röhre annehmen würde, als Kugelſegmente von verſchiedenen Halbmeſſern anſehen. Es ſey ω der Winkel, welchen die Oberfläche des obern Flüſſigen mit der innern Röhrenwand macht; ω' eben dieſer Winkel, den das untere Flüſſige mit der innern Röhrenwand machen würde, wenn es allein in der Röhre wäre; und ϑ der Winkel, welchen die gemeinſchaftliche Oberfläche beider Flüſſigkeiten mit der Oberfläche der Röhre bildet. Dabey iſt zu bemerken, daſs dieſe Winkel nicht diejenigen ſind, welche die verſchiedenen Oberflächen an den Be-

rührungspunkten mit der Röhrenwand machen, sondern daſs darunter, wie mehrmahls erwähnt worden, die Winkel verſtanden werden, welche Tangential-Ebenen, die an der Grenze der Wirkungsſphäre der Röhre an die Oberfläche gelegt ſind, mit der Röhrenwand bilden. Wir wollen mit K und H für das obere Flüſſige eben das bezeichnen, was dieſe Buchſtaben in §. 1. (S. 43.) bedeuteten; und mit K' und H' dieſelben Gröſsen für das untere Flüſſige. Endlich mögen $K_{\prime}$ und $H_{\prime}$ das bedeuten, was aus K und H wird, wenn man nicht die Wirkung des obern Flüſſigen auf ſich ſelbſt, ſondern ſeine Wirkung auf das untere Flüſſige betrachtet; da dann, weil Wirkung und Gegenwirkung gleich ſind, $K_{\prime}$ und $H_{\prime}$ zugleich auch das bedeuten muſs, was aus K' und H' wird, wenn man die Wirkung des untern Flüſſigen auf das obere betrachtet. Man denke ſich nun einen unendlich engen, längs der Achſe der Röhre fortgehenden, dann ſich unter der Röhrenwand hin krümmenden, und an der Oberfläche im Gefäſse ſich endenden Kanal. In dieſem Kanale wird das *oben ſtehende Flüſſige erſtlich* mit einer Kraft $= K - \frac{H.\cos.\omega}{l}$ an ſeiner obern Fläche nach unten zu getrieben, wenn l den innern Halbmeſſer der Röhre bedeutet, und *zweytens* an der gemeinſchaftlichen Oberfläche beider Flüſſigkeiten mit einer Gewalt $= K + \frac{H.\cos.\vartheta}{l}$ aufwärts getrieben, wegen der Wirkung des obern Fluidums auf

ſich ſelbſt; und *drittens* wird es hier mit einer Kraft $= K_, + \frac{H_, . \cos.\vartheta}{l}$ niederwärts getrieben, wegen der Einwirkung des untern Flüſſigen auf das obere. Das obere Flüſſige des Kanals wird alſo nieder gezogen mit einer Kraft

$$= K_, + \frac{(H_, - H) \cos.\vartheta}{l} - \frac{H . \cos.\omega}{l}.$$

Dagegen wird das *unten ſtehende Flüſſige* niederwärts gezogen, *erſtlich* wegen der Einwirkung dieſes untern Flüſſigen auf ſich ſelbſt, mit einer Kraft $= K' - \frac{H' . \cos.\vartheta}{l}$; *zweitens* wegen der Wirkung des obern Flüſſigen auf daſſelbe mit einer Kraft $= - K_, + \frac{H_, \cos.\vartheta}{l}$; alſo überhaupt mit der Kraft

$$= K' - K_, + \frac{(H_, - H') \cos.\vartheta}{l}.$$

Die *geſammte* auf das Flüſſige im Kanale wirkende Kraft iſt alſo

$$= K' + \frac{(2H_, - H - H') \cos.\vartheta}{l} - \frac{H . \cos.\omega}{l}.$$

Wäre das untere Flüſſige allein vorhanden, ſo wäre dieſe Kraft $= K' - \frac{H' \cos.\omega'}{l}$. Da nun aber das Gewicht des in der Röhre enthaltenen Flüſſigen in beiden Fällen einerlei iſt, wie wir gezeigt haben, ſo müſſen dieſe Kräfte gleich ſeyn; wir haben folglich

$$\frac{H . \cos.\omega}{l} = \frac{H' . \cos.\omega'}{l} + \frac{(2H_, - H - H')}{l} \cos.\vartheta$$

und alſo

$$\cos.\vartheta = \frac{H' . \cos.\omega' - H . \cos.\omega}{H + H' - 2H_,}.$$

Bezeichnet man mit $\overline{H}$ den Werth, welchen H erlangt, wenn man die Wirkung des obern Flüſ-

figen auf die Materie der Röhre betrachtet, und mit $\bar{H}'$ das, was aus H' wird, wenn man die Wirkung des untern Flüssigen auf die Materie der Röhre betrachtet, so ist $2\bar{H} - H = H.\ cos.\,\omega$ und $2\bar{H}' - H' = H'.\ cos.\,\omega'$ *), und

$$cos.\vartheta = \frac{2\bar{H}' - 2\bar{H} + H - H'}{H + H' - 2H_{,}}.$$

Ist aber ϑ bekannt, so findet man nach den im Vorigen vorkommenden Lehrsätzen leicht die Differentialgleichung für die gemeinschaftliche Oberfläche bei jeder Weite und Figur der Röhre, und ϑ ist noch immer der Winkel, den eine an die gemeinschaftliche Oberfläche beider Flüssigkeiten an der Grenze der merklichen Wirkungssphäre der Röhrenwand gelegte Tangential-Ebene mit der Röhrenwand macht.

Diese Formeln setzen eigentlich voraus, dass die Flüssigkeiten die Wände der Röhre nicht vollkommen befeuchten. Wir haben gesehen (§. 12.), dass, im Fall die Wirkung der Röhre auf das Flüssige grösser ist, als die Wirkung der flüssigen Theilchen auf einander, die Röhrenwand sich mit einer Schichte des Flüssigen überzieht; sind also mehrere Flüssigkeiten in der Röhre enthalten, welche alle sie vollkommen befeuchten, so bilden diese innerhalb der Röhre verschiedene Schichten, bei denen die strenge Anwendung der Formeln wegfällt.

Wir

*) Diese Gleichungen folgen aus §. 13, wo $2\bar{\varrho} - \varrho = \varrho \cdot cos.\,\omega$ gefunden wurde. *Br.*

Wir wollen hier nur eine Glasröhre betrachten, welche *Waſſer* und *Queckſilber* enthält, und annehmen, die Röhrenwände wären ſehr befeuchtet und mit einer ſehr dünnen Waſſerſchicht überzogen. In dieſem Falle kann man die Röhre ſelbſt als aus Waſſer beſtehend anſehen, und hat $H_{,} = \overline{H'}$ und $\overline{\overset{+}{H}} = H$. Es wird alſo $cos. \vartheta = -1$ und $\vartheta = \pi$; das heiſst, die Oberfläche des Queckſilbers wird convex und beinahe eine Halbkugel, wenn die Röhre ſehr enge iſt. Man kann ſich von dieſem Reſultate auch durch Anwendung derjenigen Schlüſſe überzeugen, durch welche in §. 12. bewieſen wurde, daſs die Oberfläche des Flüſſigen in einer ſehr engen Röhre eine convexe Halbkugel wird, wenn die Wirkung der Röhre auf das Flüſſige unmerklich iſt.

Nach dem Vorigen iſt, wenn man auf die Wirkung der Schwere nicht Rückſicht nimmt, die *Depreſſion des Queckſilbers* $= -\frac{H' . cos. \omega'}{gl} = \frac{H' - 2H_{,}}{gl}$, wenn man die auf der Oberfläche ſtehende Waſſerſäule nicht mit in Betrachtung zieht. Iſt die Höhe dieſer Säule $= b$ und des Queckſilbers Dichtigkeit $= D$, die des Waſſers $= 1$, ſo wird die Depreſſion des Queckſilbers

$$= \frac{H' - 2H_{,}}{gl} + \frac{b}{D}.$$

Wäre eben dieſe Röhre mit *Alkohol* befeuchtet, und man nennt $'H$ die Wirkung des Alkohols

auf das Queckſilber, $'b$ die Höhe der Alkoholſäule, welche über die Oberfläche des Queckſilbers ſteht, und $'D : 1$ das Verhältniſs der ſpecifiſchen Schwere des Queckſilbers zu der des Alkohols, ſo wird jetzt die Depreſſion des Queckſilbers

$$= \frac{H' - 2'H}{gl} + \frac{'b}{'D} .$$

Da die Wirkung der Waſſertheilchen auf einander viel gröſser iſt, als die der Alkoholtheilchen auf einander, wie wir bald ſehen werden, ſo iſt es wahrſcheinlich, daſs die Wirkung des Waſſers auf das Queckſilber gröſser iſt, als die des Alkohols auf daſſelbe, oder $'H < H_{\prime}$, und dieſer Unterſchied müſste bei Verſuchen merklich werden.

Herr Gay-Luſſac hat ſich bemühet, dieſen Unterſchied zu beſtimmen. Er bediente ſich einer ſehr befeuchteten Glasröhre, deren innerer Durchmeſſer mit Hülfe des Gewichts der ſie füllenden Queckſilberſäule ſehr genau beſtimmt, und = 1,29441 Millim. gefunden war. Er tauchte dieſe Glasröhre mit dem untern Ende in Queckſilber, und ein Mittel aus zehn nahe überein ſtimmenden Verſuchen gab ihm die Depreſſion des Queckſilbers = 7,4148 Millim. Das Queckſilber hatte bei ſeinem Eintritte in die Röhre etwas von dem an den Wänden hängenden Waſſer auf ſeiner Ob[illegible]fläche geſammelt, und die Länge der ſo gebild[illegible] Waſſerſäule war = 7,730 Millim.; die Be[illegible]gen wurden bei 17°,5 Temperatur an[illegible] Die

*) Wahrſcheinlich nach der hun[illegible]

wahre, um das Gewicht dieſer Waſſerſäule verminderte, Depreſſion des Queckſilbers war alſo $= 6{,}8464$ Millim., und dieſes iſt für dieſe Flüſſigkeiten der Werth von $\frac{H' - 2H,}{gl}$.

Als Herr Gay-Luſſac dieſelbe Röhre mit Alkohol vom ſpecifiſchen Gewichte $= 0{,}81971$ benetzt hatte, fand er abermahl aus zehn wenig verſchiedenen Beobachtungen die Depreſſion des Queckſilbers $= 8{,}0261$ Millim., und die Länge der oberhalb ſtehenden Alkoholſäule $= 7{,}4735$ Millim.; die Temperatur war $17^0{,}5$. Dieſe Beobachtung giebt $\frac{H' - 2'H}{gl} = 7{,}5757$ Millim., und dieſer Werth iſt, wie es voraus zu errathen war, merklich gröſser, als er bei Waſſer und Queckſilber ſich gefunden hatte.

Herr Gay-Luſſac hat auch die Krümmung der concaven Oberfläche des Queckſilbers in der vorigen Röhre beobachtet, indem er den Pfeil derſelben maſs *), und er hat dieſen eben ſo gefunden, wie bei der hohlen oberen Fläche des Waſſers und des Alkohols; dieſe Oberflächen ſind alſo unter einander gleich, und zwar bilden ſie Halbkugeln von eben dem Durchmeſſer wie die Röhre, der vorher gehenden Theorie entſprechend.

„Wenn ein Gefäſs von unbeſtimmter Gröſse „nur zwei verſchiedene Flüſſigkeiten enthält, und

*) Vergl. S. 27. *Gilbert.*

auf d[illegible] [illegible]che Röhre verti-
le, [illegible] das obere Ende
steh[illegible] das untere Ende in
Sch[illegible], so ist das Gewicht
w[illegible]-Kraft innerhalb der
[illegible] des untern Flüssigen über
[illegible] Gefässe, gleich der Sum-
[illegible] eines gleichen Volumens
[illegible], und dem Gewichte derjeni-
[illegible]untern Flüssigen, welche sich in
[illegible] über das Niveau erheben würde,
[illegible] zweites Flüssiges in dem Gefässe
[illegible]ger dem Gewichte der Masse des
[illegible]gen, welche sich in demselben Pris-
[illegible] Niveau erheben würde, wenn die-
[illegible]ge sich allein in dem Gefässe befände,
[illegible] untere Ende der Röhre darin eingetaucht
[illegible]

[illegible] diefes zu beweisen, muss man bemerken, [illegible] Wirkung der Röhre und des *untern* Flüssigen auf den in der Röhre enthaltenen Theil dieses Flüssigen eben so gross ist, als wenn sich dieses Flüssige allein im Gefässe befände, dass also dieser Theil des Flüssigen in beiden Fällen gleich stark aufwärts gezogen wird, und zwar mit einer Kraft, die dem Gewichte desjenigen Volumens eben dieses Flüssigen gleich ist, welches sich in der Röhre über das Niveau erheben würde, wenn es das einzige Flüssige in dem Gefässe und der Röhre wäre. Auf gleiche Weise ist die Kraft, mit welcher das

zuoberſt ſtehende und im obern Theile der Röhre enthaltene Flüſſige durch die Röhre und das die obere Oeffnung umgebende Flüſſige niederwärts gezogen wird, gerade ſo groſs, als die aufwärts gerichtete Kraft in dem Falle, da bloſs das zuoberſt ſtehende Flüſſige vorhanden, und die Röhre mit dem untern Ende darin eingetaucht wäre; und dieſe Kraft iſt alſo gleich dem Gewichte desjenigen Theiles des obern Flüſſigen, welches ſich in dieſem letztern Falle in dieſer Röhre über das Niveau erheben würde. Endlich wird das geſammte in der Röhre, oberhalb dem Niveau des untern Fluidums, enthaltene Flüſſige niederwärts gedrückt durch ſein eigenes Gewicht, hingegen aufwärts durch das Gewicht einer gleich hohen Säule des obern Flüſſigen. Vereiniget man dieſe Kräfte, ſo findet man gerade, was der Lehrſatz angiebt. Durch ähnliche Schlüſſe läſst ſich ohne Schwierigkeit beſtimmen, wie die Sache ſich verhalten würde, wenn noch mehrere Flüſſigkeiten in dem Gefäſse vorhanden wären.

M. *Noch einige Theoreme und einzelne Bemerkungen.*

17. Wir haben bisher immer die untere Baſis der prismatiſchen Röhre, gleich viel, von welcher Figur ſie ſey, als horizontal angeſehen; aber wenn ſie auch *geneigt* iſt, ſo wird doch die vertikale Attraction der Röhre und des ſie umgebenden Flüſſigen gegen die in der Röhre enthaltene Maſſe die-

felbe feyn, als wenn die Bafis horizontal wäre, und es mufs in beiden Fällen das Gewicht der über das Niveau erhobenen flüffigen Maffe gleich feyn. Stellt man fich nämlich, wie wir fchon oben thaten, die innere Oberfläche der prismatifchen Röhre in das Fluidum verlängert vor, fo dafs die Anfügung wegen ihrer unendlich dünnen Wände die Wirkung des umgebenden Flüffigen auf das in der Röhre enthaltene Flüffige nicht ändert; fo ift es einleuchtend, dafs, wenn man die erfte Röhre in unendlich kleine vertikale Säulen zerlegt, jede diefer Säulen eben fo die Erhebung des Flüffigen im Innern beider Röhren zu bewirken ftrebt, als wenn die Bafis horizontal wäre. Die Summe diefer Wirkung ift alfo auch hier $= 2\varrho c$.

„Wenn die prismatifche Röhre, welche mit „ihrem untern Ende in das Flüffige eines unbe„grenzten Gefäfses eingetaucht ift, eine *Neigung* „gegen den Horizont hat, fo ift das Volumen des „in der Röhre über das Niveau erhobenen Flüf„figen, multiplicirt mit dem Sinus des Neigungs„winkels der Röhrenwände gegen den Horizont, „immer gleich grofs, bei jeder Neigung der Röh„re." Diefes Produkt druckt nämlich das parallel mit den Seitenwänden zerlegte Gewicht des über das Niveau erhobenen Flüffigen aus, und eben diefes fo zerlegte Gewicht mufs der Einwirkung der Röhre und des äufsern Flüffigen auf das in der Röhre enthaltene Flüffige das Gleichgewicht halten.

Da nun diefe Kraft diefelbe bleibt, bei jeder Neigung der Röhre, fo bleibt auch die mittlere vertikale Höhe über dem Niveau bei jeder Neigung der Röhre ungeändert.

„Wenn man in ein hohles rechtwinkliges und „fenkrecht ftehendes Prisma ein anderes recht-„winkliges Prisma von gleicher Materie fenkrecht „ftellt, und diefe verbundenen Prismen mit dem „untern Ende in ein Flüffiges taucht, fo ift das „Volumen V des in dem *Zwifchenraume zwifchen „beiden Prismen* über das Niveau erhobenen Flüf-„figen =

$$V = \frac{2\varrho - \varrho'}{gD} \cdot (c + c') = \tfrac{1}{2} lq \cdot (c + c'),$$

„wenn nämlich c den Umfang der innern Grund-„fläche des weitern Prisma's, und c' den Umfang „der äufsern Grundfläche des kleinern Prisma's „bedeutet." Ein Theorem, deffen Beweis fich aus dem Vorhergehenden ohne Schwierigkeit führen läfst.

Sind die Grundflächen beider Prismen *ähnliche Polygone*, deren homologe Seiten parallel und gleich entfernt von einander find, fo ift, wenn man diefen Abftand $= l$ nennt, die Bafis des zwifchen beiden Prismen enthaltenen Raumes $= \frac{1}{2} l . (c + c')$; und wenn h die mittlere Höhe des erhobenen Flüffigen bedeutet, fo ift

$$V = \tfrac{1}{2} hl . (c + c'), \text{ alfo hier } h = q.$$

Das heifst, die mittlere Höhe des gehobenen Flüf-

ſigen iſt ſo groſs, als die Höhe, welche eben dieſes Flüſſige in einer cylindriſchen Röhre vom Halbmeſſer $= l$ erreichen würde. Aber auch allgemein läſst ſich der Beweis aus §. 13. führen. Man könnte auch beſtimmen, was erfolgen müſste, wenn die Prismen ganz oder zum Theil in ein mit mehreren Flüſſigkeiten gefülltes Gefäſs eingetaucht wären.

„Sind in dem Falle, von welchem das vorige „Theorem handelte, die Prismen von *verſchiede-„nen Materien*, und nennt man ϱ für das gröſsere „und $\varrho_{,}$ für das kleinere Prisma, das, was wir „vorhin mit ϱ bezeichneten, ſo wird

$$V = \frac{(2\varrho - \varrho') c}{gD} + \frac{(2\varrho_{,} - \varrho') c'}{gD}.$$

„Bedeuten alſo q und $q_{,}$ die Höhen, zu welchen „das Flüſſige in zwei ſehr engen cylindriſchen „Röhren vom Halbmeſſer l, die aus dieſen Mate-„rien beſtehen, ſich über das Niveau erhebt, ſo „iſt auch

$$V = \tfrac{1}{2} l . (qc + q_{,}c'), \text{ und folglich } h = \frac{qc + q_{,}c'}{c + c'}.\text{"}$$

Auch hierfür läſst ſich der Beweis aus dem Vorigen leicht führen. Man muſs bemerken, daſs q, $q_{,}$ negativ werden für Materien, welche in Haarröhrchen niedriger ſtehen, als das Niveau des umgebenden Flüſſigen. — Wie man Formeln beſtimmt für den Fall, daſs das Fluidum zwiſchen *Ebenen* von mehrern verſchiedenen Materien eingeſchloſſen wäre, läſst ſich leicht überſehen.

Das vorige Theorem ergiebt, daſs das Volumen V des durch die Haarröhren-Kraft *an der äuſsern Seite eines prismatiſchen Körpers* erhobenen Flüſſigen, in welches jener Körper mit ſeinem untern Ende eingetaucht iſt,

$$V = \frac{(2\varrho - \varrho')\, c}{gD} = \tfrac{1}{2} lqc$$

ſeyn muſs, wenn c den horizontalen Umfang des Prisma's bedeutet. Dieſes Volumen druckt die von der Haarröhren-Kraft herrührende *Gewichtszunahme* des Prisma aus. „Im Allgemeinen iſt die „von der Haarröhren-Kraft herrührende Gewichts-„zunahme eines Körpers von willkürlicher Figur, „gleich dem Gewichte des durch dieſe Kraft über „das Niveau erhobenen Flüſſigen; wird hingegen „das Flüſſige unter das Niveau herab gedrückt, ſo „verwandelt ſich die Vermehrung des Gewichts „in Verminderung. Folglich iſt die geſammte „*Verminderung des Gewichts eines Körpers in* „*einem Flüſſigen* gleich dem ganzen Gewichte „des Flüſſigen, welches der Körper aus der Stel-„le treibt, theils dadurch, daſs er ſelbſt einen „Raum unterhalb des Niveau's füllt, theils da-„durch, daſs er vermöge der Haarröhren-Kraft „einen Raum um ſich leer macht." Dieſer Satz umfaſst, wie man ſieht, das bekannte hydroſtatiſche Geſetz über die Gewichts-Verminderung eingetauchter Körper; man erhält nämlich dieſes, wenn man wegläſst, was von der Haarröhren-Kraft herrührt, und der Einfluſs dieſer ver-

ſchwindet ohnehin bei vollſtändiger Untertauchung gänzlich.

Um dieſen Lehrſatz zu beweiſen, wollen wir uns einen vertikalen Kanal vorſtellen, der weit genug ſey, um den Körper und das ganze Volumen des merklich gehobenen oder durch die Haarröhren-Kraft niedergedrückten Flüſſigen zu faſſen. Dieſer Kanal gehe Anfangs innerhalb des Flüſſigen niederwärts, krümme ſich dann horizontal und endlich wieder aufwärts, behalte aber überall gleiche Weite. Offenbar muſs beim Gleichgewichte das Gewicht der in beiden vertikalen Armen des Kanals enthaltenen Maſſen gleich ſeyn, und es muſs folglich der Körper durch ſein Gewicht den, vermöge der Haarröhren-Kraft um ihn entſtehenden, leeren Raum compenſiren; oder, wenn die die Haarröhren-Kraft das Flüſſige erhebt, ſo muſs er durch ſeine ſpecifiſche Leichtigkeit das Gewicht des gehobenen Flüſſigen mit erſetzen. Im erſten Falle hebt alſo die Haarröhren-Kraft den Körper, und dieſer kann daher ſchwimmen, wenn auch ſein ſpecifiſches Gewicht das des Flüſſigen übertrifft. Im zweiten Falle trägt die Haarröhren-Kraft bei, den Körper in das Flüſſige zu verſenken.

Man denke ſich ein rechteckiges ſehr ſchmales Prisma, deſſen Höhe $= h$, Länge $= a$, und Breite $= l$ iſt, ſo auf ein Flüſſiges gelegt, daſs die gröſsere Seite deſſelben, a, horizontal ſey, und wir wollen annehmen, dieſer prismatiſche Körper

drücke das Flüssige unter sich nieder. Es sey q die mittlere Vertiefung des Flüssigen unter dem Niveau in einer cylindrischen Röhre vom Halbmesser $= l$, die aus der Materie des Prisma's besteht. Wir wollen endlich mit iD die Dichtigkeit des Prisma's bezeichnen, mit D die Dichtigkeit des Flüssigen, und mit x die Tiefe, bis zu welcher das Prisma sich unterhalb des Niveau's erstreckt. Die vorigen Theoreme ergeben für den Zustand des Gleichgewichts folgende Gleichung

$$gD.alx + gD.lq(a+l) = igD.ahl,$$

weil nämlich in diesem Falle der am Umfange leer bleibende Raum $= lq.(a+l)$ ist. Dieses giebt

$$x = ih - q.\left(1 + \frac{l}{a}\right).$$

So lange also $h < \frac{q\left(1 + \frac{l}{a}\right)}{i - 1}$ ist, sinkt das Prisma nicht ganz in dem Flüssigen unter, selbst wenn i gröser als 1, das heisst, das Prisma specifisch schwerer als das Flüssige ist. Hierin liegt der Grund, warum *feine Stahl-Nadeln*, die durch einen Firniss oder durch eine kleine sie umgebende Luftschicht vor dem Nasswerden gesichert sind, an der Oberfläche des Wassers schwimmend bleiben. Legt man *zwei* solche gleiche Cylinder horizontal und parallel so auf das Wasser, dass sie sich berühren und etwas neben einander vorbei reichen, so bemerkt man, dass der eine über den anderen gleitet, um ihre Enden in einerlei Niveau

zu bringen. Denn wegen der Haarröhren-Kraft ist das Flüssige an dem Ende, wo einer dieser Cylinder den andern berührt, mehr niedergedrückt, als am andern Ende; die Basis am letztern Ende leidet also mehr Druck als am erstern, und jeder Cylinder strebt folglich, sich mehr und mehr mit dem andern zu vereinigen; und weil beschleunigende Kräfte Körper, die einmahl aus dem Zustande des Gleichgewichts gekommen sind, immer über den für das Gleichgewicht passenden Zustand hinaus treiben, so werden die Cylinder wechselsweise bei einander vorbei rücken und Oscillationen machen, die wegen des Widerstandes, den sie leiden, allmählich abnehmen und endlich verschwinden; und wenn so das Gleichgewicht hergestellt ist, sind die Enden der Cylinder im Niveau.

18. Die vorigen Untersuchungen zeigen, dass diese meine *neue Methode*, die Wirkung der Haarröhren-Kraft darzustellen, auf eine ganz einfache Weise zu eben den Resultaten führt, als meine *frühere Theorie.* Die Methode, welche ich in dieser Theorie [im ersten Haupttheile] dargestellt habe, hat aber doch einige ihr eigenthümliche Vorzüge. Sie lehrt die Natur der Oberfläche eines in einem haarröhren-artigen Raume enthaltenen Flüssigen kennen, und zeigt deutlich, dass in sehr engen cylindrischen Röhren diese Oberfläche sehr nahe kugelförmig ist, und dass folglich die Höhen der verschiedenen Punkte dieser Oberfläche über

dem Niveau sehr wenig verschieden sind. Auch läſst sich aus ihr folgern, daſs, wenn *mehrere* Röhren von einerlei Materie mit ihrem untern Ende in dasselbe Flüssige eingetaucht werden, dieses Flüssige sich in ihnen allen gleich hoch erheben muſs, wenn ihre Gestalt in dem Theile, wo das erhobene Flüssige sich befindet, gleich ist, der übrige Theil der Röhre mag, wie man will, gestaltet seyn. Dieses folgt nämlich nothwendig aus dem Gleichgewichte des Flüssigen in einem unendlich engen, längs der Achse jeder Röhre hingehenden, und dann unterhalb gekrümmten und an der Niveaufläche sich endenden Kanale; denn wenn die Röhren in dem Theile, in welchem das Flüssige sich darin erhebt, gleich geformt sind, so muſs die Oberfläche des Flüssigen in der Röhre, und folglich die Wirkung des Flüssigen auf den Kanal, in den verschiedenen Röhren gleich seyn, und in allen diesen Kanälen ist Gleichgewicht vorhanden, wenn es in einem derselben Statt findet.

In einer Röhre von *ungleichförmiger Weite* kann es mehrere Fälle geben, für welche das Gleichgewicht bestehen kann. Schmelzt man z. B. ein engeres Haarröhrchen oben an ein weiteres an, so lassen sich die Durchmesser und die Längen oder Höhen beider Röhren so abmessen, daſs bei vertikaler Lage derselben das Flüssige, welches sich bei dem Zustande des Gleichgewichts oberhalb des Niveau's befindet, einmahl bloſs einen Theil der weitern Röhre erfüllt; zweitens aber, wenn es so

hoch steht, daſs es die engere Röhre erreicht und zum Theil füllt, es hier zum zweiten Mahle zum Gleichgewichte gelangt. Verengert sich ein Haarröhrchen durch unmerkliche Uebergänge allmählich, so sind die verschiedenen Zustände des Gleichgewichts in demselben abwechselnd, der eine dauerhaft, der andere nicht (*stables et non stables*). Gleich Anfangs strebt das Flüſsige, sich in der Röhre zu erheben; dieses Streben nimmt mit dem wirklichen Ansteigen der Oberfläche ab, verschwindet für den Zustand des Gleichgewichts, und wird darüber hinaus negativ, oder das Flüſsige strebt dort, sich zu senken, und folglich ist dieses erste Gleichgewicht dauernd, weil das Flüſsige, wenn man es etwas von diesem Zustande entfernt, dahin zurück zu kehren strebt. Fährt man fort, das Flüſsige mehr in der Röhre zu erheben, so nimmt wieder das Bestreben, zu sinken, ab, und wird Null für den zweiten Zustand des Gleichgewichts; darüber hinaus wird er positiv, das Flüſsige strebt anzusteigen, und dieses Gleichgewicht ist also nicht Stand haltend. So würde, wenn man fortführe, der dritte Gleichgewichtszustand wieder dauerhaft seyn, der vierte nicht, und so weiter.

Endlich hat uns die Vergleichung beider Methoden das Verhältniſs kennen gelehrt, worin die Gröſsen ϱ und ϱ', oder was auf eins hinaus kommt, die beiden Gröſsen $\frac{1}{2}H$ und $\frac{1}{2}H'$ zu einander stehen, und zwar wird dieses Verhältniſs vermittelst

des Winkels ω gegeben, welchen die Tangential-Ebenen, die an der Oberfläche des im Haarröhrchen enthaltenen Flüſſigen an der Grenze der Wirkungsſphäre der Röhrenwand gelegt werden, mit der Röhrenwand macht. Dieſe Gröſsen ſtellen die *Kräfte* dar, von denen die haarröhren-artigen Erſcheinungen abhängen. Sie werden zwar durch die Attractivkräfte der Körpertheilchen beſtimmt, von denen ſie bloſs Modificationen ſind; ſind aber unvergleichlich viel kleiner als dieſe Attractivkräfte ſelbſt, welche, wenn ſie mit ihrer ganzen Energie wirken, die *chemiſchen Verwandtſchaften* ausmachen. Wenn für verſchiedene Körper das Geſetz, wie Attraction von der Entfernung abhängt, einerlei wäre, ſo würden, wie wir ſchon bemerkt haben, die Werthe von ϱ und ϱ' den reſpectiven Intenſitäten ihrer Attractionskräfte proportional ſeyn, nämlich den beſtändigen, aber bei verſchiedenen Körpern ungleichen, Coëfficienten, in welche die gemeinſchaftliche Function der Entfernungen, durch die das Geſetz der Attraction dargeſtellt wird, multiplicirt iſt. „Die Werthe von ϱ und ϱ' beziehen ſich dann „auf gleiche Volumina und nicht auf gleiche „Maſſen." Um dieſes zu zeigen, wollen wir zwei Haarröhrchen von einerlei Halbmeſſer und von verſchiedener Materie annehmen, worin aber ein Flüſſiges ſich auf einerlei Höhe erhebt. Wir wiſſen aus dem Vorigen, daſs, wenn man in dieſen Röhren zwei gleiche, unendlich kleine,

Volumina nimmt, die gegen das innere Flüſſige einerlei Lage haben, ihre Wirkung auf dieſes Flüſſige ganz gleich ſeyn wird. Um alſo das Verhältniſs der Attractionen bei gleichen Maſſen zu haben, muſs man die Werthe von ϱ durch die reſpectiven Dichtigkeiten der Körper dividiren.

Hieraus folgt, „daſs ſich alſo die Werthe „von ϱ, ϱ' und ω mit der *Temperatur* verändern „müſſen." Wir wollen als Beiſpiel ein gläſernes Haarröhrchen annehmen, welches mit ſeinem untern Ende in ein das Glas vollkommen beſeuchtendes Flüſſiges, z. B. in Alkohol, getaucht iſt. Die Höhe, bis zu welcher dieſes Flüſſige ſich bei der Temperatur $= o$ in der Röhre über das Niveau erhebt, ſey $= q$, und bei wachſender Wärme vermindere ſich die Dichtigkeit in dem Verhältniſſe $1 - \alpha$ zu 1. Stellen wir uns nun einen längs der Achſe des Haarröhrchens hingehenden, äuſserſt engen, Kanal vor, ſo wird die Wirkung des Meniscus, welcher oberhalb einer durch den niedrigſten Punkt der Oberfläche gelegten Horizontal - Ebene liegt, aus zwei Gründen vermindert. Erſtlich, weil die Dichtigkeit des Meniscus geringer wird, nimmt ſeine Attraction in eben dem Verhältniſſe ab; denn man muſs natürlich annehmen, daſs bei einerlei Subſtanz auch dieſe Attraction im Verhältniſſe der Dichtigkeit ſtehe, ſo wie man es bei der Wirkung der Luftarten auf das Licht durch äu-

ſserſt

ſserſt genaue Verſuche wirklich gefunden hat. Zweitens vermindert ſich die Wirkung des flüſſigen Meniscus auf den Kanal offenbar mit der Dichtigkeit des im Kanal enthaltenen Flüſſigen. Wegen dieſer vereinigten Urſachen wird alſo der Werth von H im Verhältniſſe des Quadrates der Dichtigkeit des Flüſſigen vermindert, alſo in dem Verhältniſſe $(1 - \alpha)^2 : 1$. Aber H, mit dem Halbmeſſer l der Röhre dividirt, giebt die Wirkung des Meniscus auf den Kanal an, welcher dem Gewicht des gehobenen Flüſſigen das Gleichgewicht halten muſs, und dieſes Gewicht iſt gleich dem Volumen, in die Dichtigkeit und Schwerkraft multiplicirt. Bedeutet alſo q' die Höhe über dem Niveau bei irgend einer Temperatur, welcher die Dichtigkeit $= 1 - \alpha$ zugehört, wenn die Dichtigkeit $= 1$ iſt für die Temperatur $= o$, ſo iſt

$$\frac{H}{l} = gq \text{ und } \frac{H}{l}(1-\alpha)^2 = g.q'(1 - \alpha),$$

alſo

$$q' = q.(1-\alpha);$$

oder die Erhebung deſſelben Flüſſigen in einerlei Röhre, bei verſchiedenen Temperaturen, iſt der Dichtigkeit proportional. Auf die Ausdehnung der Röhre durch die Wärme nehmen wir hier nicht Rückſicht; da dieſe den innern Durchmeſſer der Röhre vergröſsert, ſo vermindert ſie die Höhe des gehobenen Flüſſigen. Man kann alſo

für Flüſſigkeiten, die, wie der Alkohol, eine vollkommene Flüſſigkeit zu beſitzen ſcheinen, den Lehrſatz feſt ſetzen: „daſs die Höhe, um welche ein Flüſſiges, das die Röhrenwände vollkommen benetzt, ſich im Haarröhrchen bei verſchiedenen Temperaturen über das Niveau des umgebenden Flüſſigen erhebt, in directem Verhältniſſe der Dichtigkeit des Flüſſigen und im umgekehrten des Halbmeſſers der Röhre ſteht."

III.

Gleichzeitige Nachricht
von
einem bisher überſehenen Meteorſteine aus dem vorigen Jahrhunderte.

Die Mittheilung der ſehr kleinen und wegen ihres Alters nicht wenig intereſſanten Flugſchrift, welche ich hier wörtlich abdrucken laſſe, verdanke ich Herrn Gehler, Doctor der Arzeneikunde und Chirurgie in Leipzig, einem Neffen des allgemein hoch geſchätzten Schriftſtellers, deſſen phyſikaliſches Wörterbuch zu den vorzüglichſten Werken Deutſchlands in dieſem Fache gehört. Das Ganze ſind zwei Quartblätter. Der Titel nimmt die erſte Seite ein; das Schreiben die drei andern Seiten. Ein mit ſogenannten Krähenfüſsen und verſchieden geſtalteten Häkchen und Rundungen bedecktes längliches Ellipſoid, welches auf dem Titelblatte abgebildet iſt, ſoll wahrſcheinlich den Wunderſtein vorſtellen, wiewohl demſelben auf dem Titel ſelbſt eine andere Geſtalt beigelegt wird; am Schluſſe befindet ſich ein Buchdrucker-Stock mit Löwenköpfen.

Weder in dem chronologiſchen Verzeichniſſe der Meteorſteine, und in den Nachträgen, die Hr. Chladni im 15. und im 29. Bande dieſer *Annalen* gegeben hat, noch bei den HH. von Ende oder Blumenbach, noch an einer der vielen Stellen, wo in dieſen *Annalen* von den ältern Meteorſteinen die Rede iſt, — wird dieſes Schriftchens oder des Meteorſteins gedacht, von welchem es handelt. Bei der groſsen Seltenheit dieſer

[illegible] hielt ich es der Mühe werth, sie ganz und unverändert hierher zu übertragen. Dem Leser wird es nicht entgehen, wie richtig der Verfasser des Schreibens die Erscheinung aufgefaſst, und wie genau er den Meteorstein aus eigener Ansicht beschrieben hat. Daſs er es als etwas ganz Bekanntes ansieht, daſs „die *Donner-Keile* gemeiniglich so auszusehen pflegen", scheint mir vorzüglich bemerkenswerth zu seyn; auch erinnert in der That die Gestalt des Ortenauer Meteorsteins, „wie ein Hundskopf ohne Ohren", und die schwarze Rinde desselben, an das, was die Alten von den *Bätylien* erzählen, und was Hr. Doctor Münter in Kopenhagen in seiner Vergleichung der Bätylien der Alten mit den Steinen, welche in neuern Zeiten vom Himmel gefallen sind (in diesen *Annalen* B. XXI. S. 51.), von der Gestalt der von den Alten göttlich verehrten Steine, die höchst wahrscheinlich ebenfalls Aërolithen waren, gesammelt, und auf eine sehr unterrichtende Art zusammen gestellt hat. Die originelle Hypothese, welche der Urheber dieses Schreibens, der sich weder nennt noch näher charakterisirt, über den Ursprung der Steine, welche aus der Luft herab fallen, seiner Erzählung beifügt, mangelt noch in den Tabellen, welche die HH. Izarn, Thomson und andere über die verschiedenen Meinungen von den Meteorsteinen gegeben haben. Es läſst sich indeſs von dieser Hypothese nicht einmahl rühmen, daſs sie über alles Schwierige mit einem einzigen Sprunge hinweg führe: denn der böse Geist und sein Anhang würden, das erste Mahl wenigstens, die Aërolithen umsonst auf Erden haben sammeln wollen, da bekanntlich kein terrestrisches Fossil ihnen gleicht.

Gilbert.

Wahrhafftige COMMUNICATION und *Mittheilung eines beweglichen Schreibens aus der Ortenau*

vom 27 Febr. dieses 1671 Jahrs,

einen aus der Lufft, nach entstandnem erschröcklichen Winde-Sausen und Brausen, anderthalb Schuh tieff in die Erde gefahren zehenpfündigen, einen rechten Hunds-Kopff ohne Ohren präsentirenden Stein, betreffend.

Den Frommen zur Ursach Erfindung
Den Bösen zur Straffe Ankündung.

[Hier die Figur des Steins.]

An dem Himmel, auf der Erden, in der Lufft und in dem Meer,
Siht man unerhörte Zeichen. Christen-Mensch! dich doch bekehr,
Lass von deinem Sünden-Greul, wann Gott völlig wird aufwachen
Wird Er dir sonst den Process unerhört erschröcklich machen.

Gedruckt im Jahr Christi 1671.

Extract Schreibens aus der Ortenau von 27. Febr. Anno 1671.

MEin hochgeehrter Herr! betreffend das plötzliche und entsetzliche Wunder-Getöss so in hiesiger Nachbarschafft kurtzverwichner Zeit gehört worden, davon von jungen und alten, hohen und niedern viel gesagt wird, und der Herr gewisse Nachricht verlangt, hat es damit diese eigentliche und gründliche Beschaffenheit; Dienstags den 27.

dito als der Himmel um ... en oder Bäu-
un l allein die Sonn mit ... der Herr hie-
Gewölck überzogen ... dieser Geschichte.
Gegend erstlich ei ... was weiters Schreib-
doppelten Cartha ... ichs gleichfalls fleis-
denselbigen ein ... erlassen. Bey Beschlies-
starcke Salve ... die Innwohner des Oe-
gegeben ... enhauen, ein Stund gehens
Pi ... oder ... gelegen, auch einem solchem
... den bekommen haben sollen.

... Kind! Sihestu nicht diesen Steine
... des Hertzens Augenscheinlich stellen für,
... cken-Hunde bellen sonst vor deiner Thür.
... nicht in Wind, sondern deine Sünd beweine.

E N D E.

IV.

Ueber
den Urſprung der Meteorſteine.

Auszug aus einem Schreiben des Hrn. Patrin an Hrn. Délametherie *).

Sie kennen das groſse Werk, welches Hr. Thomſon im Jahre 1807 in London unter dem Titel: Syſtem der Chemie, bekannt gemacht hat, und das Herr Riffault jetzt in das Franzöſiſche überſetzt. Ich ſehe mit Vergnügen, daſs der gelehrte Verfaſſer deſſelben der Chemie in den Natur-Erſcheinungen eine groſse Stelle anweiſet, welches auch immer meine Meinung geweſen iſt. Beſonders habe ich in meinen Schriften über die mehreſten geologiſchen Phänomene dieſe als groſse chemiſche Operationen behandelt, welche von einem organiſirenden Princip dirigirt und modificirt werden, dem, was in den Thieren und in den Pflanzen vorgeht, analog. Ich habe auf dieſe Art beſonders die Bildung der vulkaniſchen Materien zu erklären geſucht, durch eine chemiſche Verbindung der gasförmigen, im Innern der Erde circulirenden, Flüſſigkeiten, welche durch die *mineraliſche Aſſimilation* zu Steinen und Metallen werden, denen ähnlich, von welchen man annimmt, daſs

*) Zuſammen gezogen aus dem *Journ. de Phyſ.* Mai 1809.
Gilbert.

fie auf *naſſem Wege* gebildet worden ſind *). Ich bin der erſte **), der die Wirkungen der *Aſſimilation* in dem kennen gelehrt hat, was man das *Mineralreich* nennt; ein Name, der auf der Meinung beruht, daſs es eine ſcharfe Grenzlinie zwiſchen den Thieren, den Pflanzen und den Mineralien giebt. Daſs eine ſolche zwiſchen den Thieren und den Pflanzen nicht vorhanden iſt, hat man ſchon anerkannt; in mehrern Artikeln des angeführten natur-hiſtoriſchen Wörterbuchs habe ich gezeigt, daſs wir in der That nur ein einziges Naturreich haben, und daſs die *Aſſimilation* in den groſsen mineraliſchen Maſſen eben ſo wohl, als in Thieren

*) Herr Patrin citirt hierbei ſeine *Gedanken über die Vulkane, nach Gründen der pneumatiſchen Chemie*, welche im Maihefte des J. 1800 des *Journ. de Phyſ.* ſtehen, und die ich dem Leſer in dieſen *Annalen*, Jahrg. 1800, St. 6., oder B. V. S. 191, in einem Auszuge mitgetheilt habe. Er ſcheint auf dieſe Gedanken noch immer einen groſsen Werth zu legen. Das Urtheil, welches ich über ſie damahls geäuſsert habe: „Ein Auffatz voller Phantaſie, der, „wenn er gleich der neuern pneumatiſchen Chemie ge„waltig vorſpringt, und in ſo fern hyperchemiſch wird, „doch nicht ohne alles Verdienſt iſt, ſollte er auch nur „als Warnung dienen, das von Hrn. Patrin gewählte „Motto aus einem Auffatze Alex. von Humboldt's: „*Il eſt tems de rapprocher la Géologie de la Phyſique et de* „*la Chimie*, nicht miſszuverſtehen," — dieſes Urtheil möchte ich auch jetzt noch wiederholen, ob gleich Herr Patrin ſeitdem ſeine Hypotheſe durch die einer *mineraliſchen Aſſimilations-Kraft* (von der ſich in jenen Gedanken nichts findet) zu unterſtützen und weiter auszubilden geſucht hat. Gilbert.

**) Man ſehe den Artikel *Aſſimilation minerale* in dem *Nouveau Dictionnaire d'Hiſtoire naturelle.* Patrin.

und Pflanzen Statt findet. Ich habe zugleich nachgewiesen, dafs die grofsen geologifchen Phänomene ein Refultat der *Organifation der Erdkugel* find; welche, wie ich mehrmahls wiederholt habe, nicht die Organifation eines Thiers, auch nicht die einer Pflanze, fondern die *einer Welt* ift; das heifst, von der Art, dafs fie die Körper diefer Klaffe zu den allgemeinen und befondern Functionen, die ihnen angewiefen find, gefchickt macht. Uebrigens wiffen Sie fehr wohl, dafs diefe Körper, die uns fo grofs fcheinen, nur Atome auf der unendlichen Stufenleiter der Natur find.

Diefe Theorie läfst fich fo leicht auf das Entftehen der Meteorfteine übertragen, dafs ich keinen Augenblick Anftand nehme, die Bildung diefer Steine für vollkommen identifch mit der Bildung der Maffen anzunehmen, welche die Vulkane auswerfen, das heifst, für eine chemifche Verbindung verfchiedener luftförmiger Flüffigkeiten. Zu diefer Meinung habe ich mich bekannt, fo bald es hinlänglich dargethan war, dafs jene fteinigen Maffen wirklich aus der Atmofphäre herab gefallen find. — — Herr Thomfon rechnet mich im 6. Bande feines Syftems zu denen, welche die Meteorfteine für metallifche Maffen halten, die der Blitz an dem Orte, wo wir fie finden, gefchmolzen habe, In fo gute Gefellfchaft er mich indefs ftellt, fo mufs ich mich doch von ihr trennen. Denn diefe Meinung hatte ich nur, als es noch nicht bewiefen war, dafs diefe fteinigen Maffen

wirklich aus der Luft gefallen ſind, und bis dahin war es unmöglich, eine andere Meinung zu haben. Seitdem aber dieſer Beweis geführt iſt, ſchreibe ich ihnen denſelben Urſprung als den übrigen Meteoren zu, wie das ſchon der Name *Meteorſteine* bezeichnet, deſſen ich mich ſeitdem immer bedient habe. — — *)

Ich finde in dem *Journal de l'Empire*, 23. Juli 1808, daſs Herr Guidotti, Prof. der Chemie und Naturgeſchichte zu Parma, bei Gelegenheit ſeiner Analyſe des Meteorſteins, der am 19. April 1808 in dem Departement des Taro herab gefallen iſt, die Meinung äuſsert, „daſs die Erden und Metalle von der Erde in die Atmoſphäre circuliren, „wohin ſie von einigen der bekannten, und von „andern noch unbekannten, Flüſſigkeiten geführt „werden." Herr Guidotti ſcheint alſo anzunehmen, daſs dieſe Erden und dieſe Metalle ſchon ganz gebildet in der Erde vorhanden waren, und

*) Herr Patrin führt dieſes hier ſehr umſtändlich aus; ich übergehe es, da die Aktenſtücke, auf die er ſich bezieht, in dieſen Annalen enthalten ſind. Nämlich 1) ſeine *Bemerkungen gegen den bekannten Aufſatz* Howard's, die er in dem Artikel *Globes de feu* des von Déterville heraus gegebenen *Dict. d'hiſt. natur.* eingerückt hatte (*Annal.* J. 1803, St. 3., oder B. XIII. S. 328.), und auf die ſich Hrn. Thomſon's Urtheil gründet; 2) das *Schreiben des Grafen* von Bournon *zur Beantwortung dieſer Kritik des Herrn* Patrin (*Ann.* J. 1804, St. 11., oder Band XVIII. S. 260.), und 3) ſein durch dieſes veranlaſstes Schreiben in dem *Journ. de Phyſ. Mai* 1803, worin er widerruft (*Ann. eben daſ.* S. 268.). Er fügt noch eine Stelle aus dem Artikel *Mouſettes* des erwähnten natur-

sich nur in eine Masse zu vereinigen brauchten, nachdem sie, in kleinen Theilchen, von verschiedenen Gasarten in die Atmosphäre hinauf gehoben waren.

Ich weiss wohl, dass es jetzt die gangbare Meinung ist, in den Erzlagern oder an andern Orten, wo metallische, steinige, schweflige und ähnliche Materien sich bilden, thue die Natur weiter nichts, als dass sie diese Materien dort absetze, von denen man annimmt, dass sie schon anders wo ganz gebildet da waren. Man geht selbst so weit, dieses von Materien gleicher Art, die sich in den thierischen Körpern oder in Pflanzen finden, anzunehmen. Ich gestehe indess, dass mir eine solche Meinung eine Beleidigung der Natur zu seyn scheint. Wie! Soll diese mächtige Mutter der Wesen immer nur einer armseligen Trödlerin gleichen, die nichts als alte Sachen vorbringt, und nie etwas Neues zu machen im Stande ist? Wer

histor. Wörterbuchs hinzu, worin folgende Stelle vorkommt: „Die entzündlichen Mofetten enthalten oft und „vielleicht immer metallische Materien aufgelöset; dieses „beweisen sehr einleuchtend die steinigen mit gediegenem „Eisen und Nickel gemengten Massen, die in Folge eines „brennenden Meteors aus der Atmosphäre herab gefallen „sind. Diese Massen sind gewiss nicht in der festen Ge-„stalt, die sie jetzt haben, durch die Atmosphäre gezo-„gen: die Materien, aus denen sie zusammen gesetzt sind, „sind Rückstände verbrannter Gasarten, in welche sie „aufgelöset waren, so dass sie selbst die Gasgestalt hat-„ten." In dem Artikel *Pierres meteoriques* habe er diese Hypothese weiter ausgeführt.

Gilbert.

wird glauben, daſs ihre Mittel eben ſo ſchwach als die unſrigen ſind, und daſs ſie keine andere Reſultate, als wir ſelbſt, zu erhalten vermag? Nein! eine ſolche Idee ſey fern von uns; ſie iſt zu unwürdig für dieſen mächtigen Miniſter des *Groſsen Weſens:* es würde kein bloſser Irrthum, es würde eine Art von Gotteslästerung ſeyn.

Ich bin vielmehr innig überzeugt, daſs dieſe wunderbare Chemiſtin die Subſtanzen, welche uns die einfachſten zu ſeyn ſcheinen, und die unſern ſchwachen Mitteln am halsſtarrigſten widerſtehen, alle Augenblicke mit Leichtigkeit fabricirt und wieder zerlegt. Ich glaube, daſs die feinen Flüſſigkeiten, welche nie aufhören, von dem Innern der Erde in die Atmoſphäre, und von der Atmoſphäre in das Innere der Erdkugel zu circuliren, zugleich die Wirkungsmittel und die Elemente zur Erzeugung der mineraliſchen Körper, der Materie der Meteore, u. dergl. m. ſind, die theils durch Verbindung jener Flüſſigkeiten mit einander gebildet werden, theils durch Aſſimilation, durch die ſie tauſenderlei Modificationen erleiden, nach Verſchiedenheit der Mittel, durch welche ſie circuliren; eben ſo, wie aus dem Chylus in unſerm Körper ſehr verſchiedene Flüſſigkeiten gebildet werden, nach Verſchiedenheit das Organs, dem er zugeführt wird, und das ihn den Feuchtigkeiten aſſimilirt, die ſchon darin enthalten ſind.

Dieſe *mineraliſche Aſſimilation*, dieſes mächtige und bisher verkannte Inſtrument der Natur,

bringt die geologischen Phänomene hervor, welche bis jetzt so viel leere Hypothesen veranlaſst haben. Durch sie erhalten so z. B. die Laven in den verschiedenen Vulkanen ein so verschiedenes Aussehen, daſs einige dem Granit, andere dem Porphyr, dem Trapp, der Hornblende, dem Kieselschiefer, dem Pechstein u. s. f. gleichen. Man hat tausend Mahl wiederholt, und wiederholt es noch, daſs diese Laven diese Gebirgsarten selbst sind, welche, nachdem sie eine vollkommene Schmelzung (durch eine unbekannte und unsichtbare Kraft) erlitten haben, aus den Tiefen der Erde (durch Zauberei) heraus gekommen, und (gegen alle Gesetze der Physik) bis zu den Gipfeln der höchsten Berge angestiegen sind, und die alsdann (durch eine Art von Palingenesie) dieselbe Structur wieder angenommen haben, welche sie vor ihrer Schmelzung hatten. Ich habe in meiner Theorie der Vulkane alle diese wundervollen Annahmen widerlegt, und gezeigt, daſs die einzige Art, wie sich diese Phänomene der Natur gemäſs erklären lassen, ist, sie den gasförmigen Flüssigkeiten zuzuschreiben, welche aus Elementen bestehen, die fähig sind, sich zu Steinen zu verbinden, und die sich dabei den Gebirgsarten *assimiliren*, in derem Innern sie circuliren.

Sehen wir nicht, daſs selbst in den Thieren die Flüssigkeiten, welche durch ihre Knochen circuliren, in diesen einen vollkommen steinartigen Charakter annehmen, indem sie sich in Knochen-

materie verwandeln, welche nichts anders als ein *phosphorſaurer Kalkſtein* iſt, ganz wie der, aus dem die Hügel in Eſtremadura beſtehen. Die Natur liebt ſo ihre verſchiedenen Syſteme von Erzeugniſſen durch Banden zu vereinigen, welche zugleich Beweiſe der *Einheit ihres Plans* und der Fruchtbarkeit ihrer Ausführungsmittel ſind.

Laſst uns alſo nie den groſsen Grundſatz vergeſſen, „daſs die Natur ſtets ſich analog iſt, und „daſs ſie in der ganzen Ausdehnung ihres Gebiets „nach einem vollkommen einfachen, beſtändigen „und gleichförmigen, Plane wirkt." Eine andere Regel folgt aus dieſer nothwendig: „daſs nämlich „jede Hypotheſe und jede Annahme, die nicht auf „einer groſsen Analogie mit den gewöhnlichen „Operationen der Natur gegründet iſt, nothwen- „dig falſch ſeyn muſs." Jede Erklärung eines geologiſchen Phänomens, welche dieſe Bedingung nicht genau erfüllt, muſs für einen mehr oder minder ſcharfſinnigen Roman gehalten werden.

Wie viel Syſteme hat man ſo z. B. nicht erdacht, um die Bildung der erzführenden *Gänge* in dem Innern der Berge zu erklären. Sie ſind faſt alle bloſse *poetiſche Ideen*, indeſs ſich dieſe Bildung ſo einfach und auf eine dem Gange der Natur ſo gemäſse Weiſe aus der Circulation und Aſſimilation verſchiedener Flüſſigkeiten in der Rinde der Erde erklärt, wie ich das hinlänglich dargethan zu haben glaube, in dem Artikel

Filon

Filon meines *Nouveau Dictionnaire d'Histoire naturelle.*

Es war meine Absicht, Sie noch von einigen andern geologischen Phänomenen zu unterhalten, über die man Theorieen aufgestellt hat, die wenig genügend sind. Doch ich schliesse diesen Brief, weil es mir sonst gehen möchte, wie dem Bischof von Cloyne, der ein Buch mit einer Abhandlung über das *Theerwasser* anfängt, und es mit metaphysischen Erörterungen beschliesst. Ich möchte mich sonst auch von den Meteorsteinen in einen vollständigen Cursus der Geologie verirren; und diesen besorgen Sie selbst zu gut, als dass ich ihn nicht ganz Ihrer Sorgfalt überlassen sollte.

Patrin.

V.

VERSUCHE

über den von Herrn Sage *angekündigten Thonerde-Gehalt eines Aërolithen;*

von

VAUQUELIN *).

Die Zerlegung der Meteorsteine hat mehrere geschickte Chemiker beschäftigt. Die Resultate, welche sie über die Natur und das Verhältniss der Bestandtheile dieser Massen erhalten haben, stimmen im Ganzen mit einander überein; doch entdeckte bei einer noch genauern Untersuchung, welche im Uebrigen diese Resultate bestätigt, Herr Laugier Chromium in den Aërolithen, und Herr Proust hat in ihnen später hin Spuren von Manganes gefunden. Es hatten sich also bisher in den Meteorsteinen folgende sieben Bestandtheile gezeigt: *Kieselerde*, *Eisen*, *Magnesia*, *Nickel*, *Schwefel*, *Chromium* und *Manganes*.

Vor Kurzen zeigte Herr Sage der ersten Klasse des National-Instituts an, der Aërolith von Salles enthalte ausser diesen sieben Bestandtheilen noch Thonerde, die er glaubt auf den vierten Theil des Steins schätzen zu können. Eine so wichtige Entdeckung, welche den Chemikern, die sich

*) *Annales de Chimie, Mars* 1809. Gilbert.

früher mit diesem Gegenstande beschäftigt haben, entgangen seyn sollte, befremdete das Institut, und es schien zu wünschen, dass sie durch neue Versuche bestätigt würde; mit Vergnügen unterzog ich mich dem Geschäfte, diese interessante Thatsache zu verificiren, welche ein schätzbarer College angekündigt hatte.

Der Aërolith, dessen ich mich zu diesen Untersuchungen bedient habe, ist der, welcher vor Kurzem in der Gegend von Parma herab gefallen ist *), und den Herr Guidotti zerlegt hat.

Ich übergehe hier das Detail der Analyse, und bemerke nur, dass, ungeachtet ich das von Herrn Sage angegebene Verfahren genau befolgt, und meine Versuche auf mannigfaltige Art abgeändert habe, ich dennoch mehr nicht, als höchstens anderthalb Tausendstel an Thonerde entdecken konnte. Auf wenigstens 10 Grammes des Meteorsteins erhielt ich nur 0,15 Grammes Alaun, welcher nur zu einem Zehntel aus Thonerde besteht; auf 1 Gramme der Masse kommt daher mehr nicht als 0,0015 Grammes Thonerde. Ich will nicht behaupten, dass es mir geglückt sey, alle Thonerde, welche dieser Meteorstein enthält, auszuziehen, denn es ist ausserordentlich schwer, sich eines Körpers bis auf die letzten Theile zu bemächtigen, besonders wenn er in einer grossen Menge eines andern Körpers zerstreut ist; aber wenigstens bin

*) Siehe diese *Annalen*, B. XXIX, S. 209.

ich überzeugt, dafs dessen, was noch zurück blieb, weniger war, als das, was ich erhalten habe.

Da ich in diesem Aërolithen nur unendlich wenig Thonerde fand, so mufste ich glauben, der Meteorstein, mit welchem Herr Sage seine Versuche gemacht hatte, sey von einer andern Natur. Ich erbat mir daher von ihm ein Stückchen des Aërolithen von Salles, um damit die Versuche zu wiederholen; allein er besafs davon nur noch ein einziges Stück, das er in Gestalt einer Vase hatte abdrehen lassen. Er hatte dagegen die Güte, mir die Produkte seiner Analyse vorzuzeigen.

Die Salze, welche er aus der Auflösung des Steins in Schwefelsäure, durch wiederholtes Krystallisiren, erhalten hatte, haben eine Gestalt, welche auf den ersten Anblick verführen kann, sie für Alaun zu halten. Bei genauerer Untersuchung erkennt man indefs leicht, dafs es keine regelmäfsigen Oktaëdern sind, wie sie dem Alaune zukommen. Auch hatten sie im Geschmacke keine Aehnlichkeit mit Alaun, sondern mit schwefelsaurem Eisen, welchem Nickel beigemischt ist. Zwar waren die Krystalle nicht so grün, als die des gewöhnlichen schwefelsauren Eisens; sie enthielten aber ein Uebermafs an Säure, und hatten angefangen, zu verwittern. Der Meteorstein von Salles scheint daher nicht mehr Thonerde zu enthalten, als die übrigen Aërolithen; doch wäre es vielleicht möglich, dafs er eine Ausnahme machte. Die Produkte, welche Herr Sage für Alaun genom-

men hat, sind, wenigstens dem grösten Theile nach, nichts anderes als schwefelsaures Eisen, dem einige Spuren von Alaun vielleicht beigemengt seyn können.

Der in der Gegend von Parma herab gefallene Aërolith besteht, wie das Herr Guidotti angegeben hat, bis auf eine Kleinigkeit, aus folgenden Substanzen:

1) Kieselerde.
2) Metallisches, Nickel haltendes, Eisen.
3) Schwefelkies.
4) Chromium in wahrnehmbarer Menge, im Zustande von chromsaurem Eisen.
5) Manganes.
6) Magnesia.
7) Kalkerde.
8) Thonerde.
Die drei letztern in sehr geringer Menge.

Schon bei frühern Analysen von Meteorsteinen hatte ich selbst Spuren von Thonerde und von Kalkerde gefunden, doch so unbedeutend, dass ich glaubte, ihrer nicht erwähnen zu müssen.

Nachschrift. Bei einem nochmahligen Durchlesen des Aufsatzes des Herrn Sage glaube ich zu verstehen, (denn die Phrase ist nicht recht deutlich,) dass er aus den Aërolithen von Aigle und von Salles nicht in jenem $\frac{1}{4}$, in diesem $\frac{1}{8}$ ihres Gewichts an Thonerde, sondern an Alaun, erhalten habe. Ist dieses seine Meinung, so würde die Menge von Thonerde im erstern nur $2\frac{2}{3}$, im letztern nur $1\frac{1}{3}$ Procent betragen; aber selbst diese Menge wäre noch sehr zu vermindern, da der von Hrn. Sage erhaltene Alaun nichts weniger als rein ist.

VI.

ANALYSE

der zu Stannern, in Mähren, am 22. Mai 1808 herab gefallenen Aërolithen;

von

VAUQUELIN *).

Diese Aërolithen gleichen, ihren äusſern Eigenſchaften nach, den andern bekannten. Aeuſserlich umgiebt ſie eine braune und glaſige Glaſur; innerlich ſind ſie grau mit ſchwarzen Punkten, und zeigen an mehrern Stellen glänzende Blättchen, welche Schwefelkies zu ſeyn ſcheinen; denn der Magnet zieht ſie nicht, und der ganze Stein wirkt nicht auf die Magnetnadel. Die Maſſe iſt nicht homogen; man entdeckt in ihr mit unbewaffnetem Auge ziemlich beträchtliche Nieren, die ſehr viel ſchwärzer als die übrige Maſſe ſind. Das ſpeciſiſche Gewicht iſt 3,19.

Herr Klaproth, dem eine kleine Menge dieſes Minerals gepülvert zur Analyſe war zugeſchickt worden, bemerkte, daſs ihr zu Folge dieſer Aërolith eine bedeutende Ausnahme von allen bisher unterſuchten Meteorſteinen zu machen ſchei-

*) *Annales de Chimie, Juin* 1809. Gilbert.

ne, indem die Beſtandtheile, welche er aufgefunden habe, eher auf einen verwitterten Baſalt, als auf Meteorſteine, hindeuten könnten; er wünſchte daher eine Beſchreibung des Minerals in Maſſe, um ſie mit der des Baſalts zuſammen halten zu können. Der Graf von Unin, der ein ſehr ſchönes Stück von dieſen Aërolithen beſitzt, hat eine ſolche Beſchreibung übernommen *). Sie iſt folgende. „Die Oberfläche der Stannerſchen Meteorſteine iſt „geſchmolzen und von vollkommenem Schwarz; „ein den Meteorſteinen eigenthümliches Kennzei-„chen, wodurch ſie ſich von allen andern Steinen „unterſcheiden. Aeuſserlich iſt ihre Farbe ein „helles Aſchgrau, welches auf dem Striche ſich „nicht ändert. Innerlich ſieht man dichtere und „dunklere Körner, auch enthalten ſie Schwefel-„kies-Körner, doch in geringer Menge. Der „Stein fühlt ſich ſanft an (*la pierre eſt tendre*), „läſst ſich zwiſchen den Fingern zerreiben, ritzt „Glas nicht, und giebt am Stahle keine Funken. „Das ſpecifiſche Gewicht iſt 3,19. Vor dem Löth-„rohre ſchmilzt er ſchwer zu einem dunkeln Glaſe, „welches der Magnet anzieht. Nach dem Exem-„plare zu urtheilen, welches ich beſitze, und das

*) Sie hatte Hr. von Schreibers, Director des kaiſerl. Mineralien-Kabinettes in Wien, in dieſen *Annalen*, Jahrg. 1808, St. 7 (B. XXIX, S. 225), ſchon ſehr genügend geliefert; und noch mehr iſt das in den belehrenden Aufſätzen der HH. Scherer und von Schreibers, *Ann.* Jahrg. 1809, St. 1, geſchehen.

Gilbert.

„ich an Ort und Stelle ſelbſt erhalten habe, unter-
„ſcheidet ſich der Stannerſche Meteorſtein von den
„übrigen nur dadurch, daſs er eine geringere Men-
„ge von metalliſchen Theilen enthält. Von dem
„Baſalte unterſcheidet er ſich weſentlich durch den
„Bruch, durch die Härte und durch den Strich."

Von allen Meteorſteinen würde noch immer der, welcher im December 1803 bei Eggenfeld in Baiern herab gefallen iſt, ſeinen äuſsern Charakteren nach, dem baſaltiſchen Tuff aus der Gegend von Kloſter-Laach am nächſten kommen. Herr Chladni beſitzt davon ein Stück, das durch den Olivin (*Peridot granuliforme* Hauy's), der ſich darin eingeſprengt (*disséminé*) befindet, ſehr merkwürdig iſt.

Herr Moſer, Chemiker in Wien, hat in 100 Theilen der Stannerſchen Meteorſteine folgende Beſtandtheile gefunden *):

Kieſelerde	46,25 Theile
Thonerde	7,12
Eiſenoxyd	27
Kalkerde	12,13
Magneſia	2,50
Chromium, eine unbeſtimmbare Menge	
Schwefel, Waſſer und Verluſt	5
	100

Dieſe Reſultate weichen von denen, welche die bisher unterſuchten Meteorſteine gegeben haben, ſo bedeutend ab, daſs Mehrere fürchteten, in die Analyſe des Wiener Chemikers möchten ſich Irrthümer eingeſchlichen haben; auf jeden Fall, meinten ſie, verdiene dieſe Zerlegung wiederholt zu werden,

*) Siehe dieſe *Ann.* Jahrg. 1808, St. 7. S. 309. *Gilbert.*

und ich wurde namentlich von ihnen ersucht, sie zu unternehmen.

Analyse.

Wenn man diesen Meteorstein mit Salzsäure behandelt, so entbindet sich sehr wenig Schwefel-Wasserstoff-Gas. Wird er heftig geglüht, so verwandelt sich seine Farbe in Blassroth, er verliert aber nichts am Gewichte; wahrscheinlich oxydirt sich hierbei das Eisen stärker, und der Gewichtsverlust wird dadurch ersetzt.

Mit kaustischem Kali schmelzt er zu einer grünen Masse, und diese Farbe wird beim Zerrühren in Wasser noch deutlicher. Man erhält dann eine dunkelgrüne Auflösung, aus der sich, wenn sie nach dem Filtriren an der Luft steht, einige Flocken *Manganes-Oxyd* absetzen. Filtrirt man sie dann aufs Neue, so zeigt sie sich mit einem schönen Gelb, welches man für Chromium hätte nehmen sollen. Ich sättigte sie daher mit Salpetersäure, und dampfte sie bis zur Trockenheit ab; sie nahm während dieser Operation die Gestalt einer Gallerte an, wodurch sich die Gegenwart der *Kieselerde* verrieth. Die eingetrocknete salpetersaure Verbindung färbte das Wasser, worin sie wieder aufgelöset wurde, nur sehr wenig; die Kieselerde, welche sich abgesetzt hatte, war vollkommen weiss. Die Auflösung des salpetersauren Kali's gab nicht das geringste Zeichen von Chromium, ob ich sie gleich auf alle

Art, und auch ſtark eingedickt, prüfte, und ſie ſo wohl mit Silber-, als mit Queckſilber-, und mit Blei-Auflöſungen unterſuchte; die gelbe Farbe der Auflöſung ſcheint daher von ein wenig Platin hergerührt zu haben, die das Kali dem Tiegel, worin ich es mit der Steinmaſſe geſchmelzt hatte, entzogen haben mochte.

Der Rückſtand, von dem ich die grüne alkaliſche Flüſſigkeit abfiltrirt hatte, wurde in Waſſer zerrührt, und mit Salpeterſäure geſättigt. Er löſete ſich in ihr vollſtändig auf, zu einer Flüſſigkeit von ſchönem Gelb. Dieſe dampfte ich bis zur Trockenheit ab, löſete den Rückſtand in etwas ſäuerlich gemachtem Waſſer auf, und filtrirte ſie. Die *Kieſelerde*, welche auf dem Filtrum zurück blieb, war vollkommen weiſs; ich that ſie zu der, welche beim vorigen Verſuche abgeſchieden worden war.

Die von Kieſelerde befreiete ſalzſaure Flüſſigkeit hatte eine zitronengelbe Farbe. Um ſie zu zerſetzen, ſetzte ich Ammoniak, in groſsem Uebermaſse, hinzu. Es erfolgte ein brauner, ſehr voluminöſer, Niederſchlag, den ich auf ein Filtrum ſammelte. Aus der ammoniakaliſchen Flüſſigkeit, welche durch das Filtrum hindurch gelaufen war, ſchlug Sauerkleeſäure eine groſse Menge *ſauerkleeſauren Kalk* nieder; ihn ſammelte ich ſorgfältig durch Filtriren. Das hindurch gelaufene Waſſer war zwar ohne Farbe, doch dampfte ich es bis zur

Trockenheit ab, erhitzte dann den Rückſtand ſtark, um einen Theil des ſalzſauren Ammoniaks zu verflüchtigen, und löſete ihn wieder in Waſſer auf, das ich darüber kochen lieſs. Als darauf reines Kali hinzu gefügt wurde, entſtand ein leichter ſchwarzer Niederſchlag, den ich ſorgfältig ſammelte, und noch naſs in Salzſäure auflöſete. Die Auflöſung war gelb; ſie wurde mit ziemlich viel Waſſer verdünnt, und dann mit geſättigtem kohlenſauren Kali zerſetzt, wobei ſich einige leichte weiſslich-grüne Flocken abſchieden, die nur mit vieler Mühe und Sorgfalt geſammelt werden konnten. Sie löſeten ſich in Ammoniak auf, und färbten daſſelbe blau. Dieſe blaue Flüſſigkeit wurde abgedampft, und lieſs ein wenig Oxyd zurück, das nicht gewogen werden konnte, und mit Salzſäure behandelt eine Auflöſung gab, in die ſich hinein geſetztes Eiſen mit keiner Lage von Kupfer überzog. Es erhellet daraus mit Evidenz, daſs dieſe kleine Menge von Oxyd *Nickel* war. Die Flüſſigkeit, welche das geſättigte kohlenſaure Kali enthielt, hatte ein wenig Manganes zurück behalten, zeigte aber nicht die kleinſte Spur von Magneſia.

Die braune Maſſe, welche durch das Ammoniak war niedergeſchlagen worden, lieſs ich in einer Auflöſung reinen Kali's kochen. Dieſes entzog demſelben die *Thonerde*, welche ich durch Schwefelſäure wieder abſchied; ſie enthielt noch eine kleine Menge Kieſelerde und Kalkerde.

Art, und auch ſtark eingedickt, prüfte, [illegible]
ſo wohl mit Silber-, als mit Queckſilber-,
Blei - Auflöſungen unterſuchte; die ge[illegible]
der Auflöſung ſcheint daher von ein[illegible]
tin hergerührt zu haben, die das K[illegible]
gel, worin ich es mit der Steinma[illegible]
hatte, entzogen haben mochte.

Der Rückſtand, von dem i[illegible]
liſche Flüſſigkeit abfiltrirt hatte [illegible]
zerrührt, und mit Salpeterſäu[illegible]
ſete ſich in ihr vollſtändig au[illegible] [illegible]rden;
von ſchönem Gelb. Dieſe [illegible] [illegible]d letzte
Trockenheit ab, löſete d[illegible] [illegible] es erfolgte
ſäuerlich gemachtem Wa[illegible] [illegible]ſchlag, der aus
Die *Kieſelerde*, welche [illegible] [illegible]hr wenig ſauerklee-
blieb, war vollkomm[illegible] [illegible]ieſer Rückſtand wurde
welche beim vorigen [illegible] [illegible]ure aufgelöſet, und aus die-
den war. [illegible] das *Eiſen* durch Ammoniak

Die von Kieſel[illegible] Sauerkleeſäure niedergeſchla-
keit hatte eine [illegible] Auflöſung, der ich ſauerklee-
zerſetzen, ſetzte [illegible] zugeſetzt hatte, alles übrige
bermaſse, hin[illegible]ſchlagen, bediente ich mich des
voluminöſer, [illegible]ſtoff - Ammoniaks; es gab einen
ſammelte. [illegible]ſchlag, den ich nach ſorgfältigem
welche [illegible]knete, dann calcinirte, in Salzſäure
ſchlug [illegible]löſete und aufs Neue durck Ammoniak
ſauren K[illegible] Die Flüſſigkeit, welche durch das Schwe-
durch [illegible]ſtoff - Ammoniak war zerſetzt worden,
war [illegible] keine Kalkerde.

ſen Thatſachen, daſs die Stan-
Kieſelerde, Thonerde,
s, Nickel, und Schwe-
n ihnen weder Ma-
Das Verhält-
100 Theilen

n andern Ver-
en ich mit dieſem
orſteine gemacht ha-
e, fand ich in demſelben
ziemlich merkliche Spuren
von *Salzſäure* *).

Dieſe Reſultate weichen,
wie man ſieht, ein wenig
ab, welche Hr. Moſer in Wien erhal-
Erſtens habe ich kein Magneſia, dagegen
zweitens Nickel gefunden; ferner habe ich
eines Verluſts eine Zunahme an Gewicht gehabt, welches nothwendig geſchehen muſste, weil das Eiſen ſich oxydirte; und dieſe Gewichtszunahme würde noch bedeutender geweſen ſeyn, hätte ich die Menge von Schwefel ſchätzen können, die von dem Waſſerſtoff mit fortgenommen wurde.

Die Meteorſteine von Stannern ſind dieſem zu Folge in der That von anderer Art, als die,

*) Welche zuerſt Herr Prof. Scherer in Wien in dieſen Stanner'ſchen und in andern Meteorſteinen aufgefunden hat. *Annal.* B. XXIX, S. 325. Gilbert.

[illegible] worden waren. Denn ſie [illegible] Magneſia noch Chromium, wel- [illegible] allen Aërolithen vorgekommen wa- [illegible] findet ſich in ihnen Thonerde in ziem- [illegible] licher Menge, von der man nur Spu- [illegible] den andern Meteorſteinen aufgefunden [illegible].

Deſſen ungeachtet kommen dieſen mähren- ſchen Meteorſteinen alle äuſsern Kennzeichen zu, durch die ſich die Aërolithen von allen andern Körpern unterſcheiden; und nach den Berichten über dieſelben ſcheint es nicht zweifelhaft zu ſeyn, daſs ſie aus der Atmoſphäre herab gefallen ſind.

VII.

BESTANDTHEILE

des Smolensker Meteorſteins,

nach der Analyſe

K l a p r o t h ' s.

Herr Klaproth giebt in dem *Journal für Phyſik, Chemie und Mineralogie*, B. 7, S. 198, (und daraus in den *Annales de Chimie, Mai* 1809,) vorläufig die Reſultate ſeiner Zerlegung des Meteorſteins, der am 13. März 1807 im Juchnower Kreiſe des Smolenskiſchen Gouvernements herab gefallen iſt (dieſe *Annal.* B. XXVI, S. 238). Nach ihm wog dieſer Stein 4 Pfund = 140 Berliner Pfund, und

hatte das ſpec. Gewicht 3,700. Seine Rinde iſt gräulich-ſchwarz; das Innere der Maſſe iſt hell aſchgrau, erdig, mit zart eingeſprengten Kiespunkten, kleinen Eiſenkörnern und vielen braunen Roſtflecken gemengt. In 100 Theilen ſind enthalten an

gediegenem Eiſen	17,60	Theile.
— Nickel	0,40	—
Kieſelerde	38	—
Magneſia	14,25	—
Thonerde	1	—
Kalkerde	0,75	—
Eiſenoxyd	25	—
	97	—

Der Verluſt, mit Einſchluſs des Schwefels und einer Spur Manganesoxyd betrug alſo 3 Theile.

Da ſich in keinem der frühern Meteorſteine bei der Zerlegung *Thonerde* ergeben hatte, und dieſe Erde in der That ſehr leicht bei der Analyſe entſchlüpfen kann, wenn ſie einem Foſſil nur in ſo geringer Menge beigemiſcht iſt, ſo prüfte Herr Klaproth auf ſie ein Stück von dem *Enſisheimer* Meteorſteine; und auch in ihm fand er auf 100 Theile $1\frac{1}{2}$ Theile Thonerde.

welche bisher zerlegt worden
enthalten weder Magneſia
che bisher in allen Aërolit
ren, und es findet ſich in
lich beträchtlicher Menge
ren in den andern
hatte.

Deſſen ungeachtet von
ſchen Meteorſteinen
durch die ſich
Körpern unter
über dieſelben
daſs ſie aus

und über das *...a-Licht;*

von Grotthuss in Paris.

...ragt, woher es kommt, daſs ...Sauerſtoffgas und des Waſſerſtoff- ...der *dadurch* vereinigen, und ihr ...es Auflöſungsmittel, den Wärme- ..., daſs die Quantität deſſelben bey ...nnung vermehrt wird. Eine ſolche ... des Auflöſungsmittels ſollte die Adhä- ...ben zum Aufgelöſeten eigentlich vermeh- ...t aber vermindern, beſonders da die ...olge von der Wirkung des Wärmeſtoffs ...Körper die Dilatation derſelben iſt*). Da ...Compreſſion die Elementartheile der beiden ...und überhaupt aller Subſtanzen einander nä- ..., ſo vermag ſie die gegenſeitige Action der- ...ben ſo ſehr zu vermehren, daſs die chemiſche Vereinigung eine Folge davon wird. So z. B. hat Biot ein Gemenge aus Waſſerſtoffgas und aus Sauerſtoffgas durch eine bloſs mechaniſche Compreſſion in den Cylinder einer Windbüchſenpumpe zu

*) Siehe *Mém. de l'Academie*, 1783, und Berthollet *Eſſai de Stat. chim.* T. I. p. 304.

Waſſer verbrannt.*) Hr. Monge erklärt jenes Paradoxon mit vielem Scharfſinn, indem er annimmt, daſs der durch den Wärmeſtoff dilatirte Theil des Gasgemenges zugleich den nächſtliegenden Theil deſſelben, der noch nicht die Temperatur errungen hat, comprimirt, und daſs die Waſſerproduction alſo doch der Effect der Zuſammenpreſſung iſt.**) Dagegen erinnerte Trembley, er ſehe nicht ein, wie es möglich ſey, daſs der Wärmeſtoff zu gleicher Zeit Expanſion und Compreſſion hervor bringen könne, und zwar eine Compreſſion, durch die er ſich ſelbſt aus dem Aggregat hinaus jage, welches er mit dem Sauerſtoff und dem Waſſerſtoff gebildet hatte.***) So lange man keinen Verſuch hatte, der geradezu erwies, daſs ein plötzlich expandirtes Gas einen ſo heftigen Widerſtand von der Atmoſphäre, oder auch von irgend einem beſchränkten Raume, erleiden kann, daſs der Wärmeſtoff gezwungen wird, daraus in Feuergeſtalt zu entfliehen, — ſo lange war Monge's Meinung doch nur eine ſcharfſinnige Hypotheſe, und Trembley's Gründe hatten ihre volle Gültigkeit. Ich glaube einen ſolchen Verſuch anzeigen zu können, der von dem Lyoner und dem Biot'ſchen Verſuche darin abweicht, daſs in dieſen die Compreſſion, in den meinigen hingegen die plötzliche Expanſion der Luft eine lebhafte Feuererſcheinung hervor bringt.

*) Dieſe *Annal. der Phyſik*, 1805, Bd. XX, St. 5, S. 99.

**) *Mém. de l'Academ.* 1788. Berthollet a. a. O.

***) *Mém. de Berlin* 1797.

2. Der Kolben einer gewöhnlichen Windbüchse erhielt neun hundert Pumpenstöſse, wodurch die Luft darin so sehr verdichtet wurde, daſs man den Gegendruck des Ventils fast nicht mehr durch neues Pumpen aufheben konnte. Hierauf wurde der Kolben mit seinem Schlosse und dem dazu gehörigen 3 Fuſs langen eisernen Laufe versehen, und das Gewehr an einem recht finstern Orte ohne andere Vorrichtung abgeschossen. In dem Augenblicke, als sich eine Portion der eingesperrten Luft mit lautem Knall expandirte, sah man eine blendend leuchtende Flamme aus dem Laufe heraus fahren, die gewiſs einige in der Nähe befindliche brennbare Körper in Brand gesetzt hätte, wenn letztere nicht durch die prädominirende Wirkung der in gewaltsame Bewegung gesetzten Luft fort geschleudert worden wären. Um den Versuch zu wiederholen, muſste ich gleich nach dem ersten Abschieſsen den Kolben von neuem mit Luft anfüllen; denn ohne diese Vorsicht entwickelte sich aus der durch späteres Abschieſsen in Bewegung gesetzten Luft zu wenig Wärmestoff, als daſs er die Gestalt des Feuers hätte annehmen können. Hätte man den Kolben, statt mit atmosphärischer Luft, mit einem Gemenge aus Wasserstoffgas und Sauerstoffgas in gehöriger Proportion gefüllt, so würde sich dasselbe unfehlbar entzündet und Wasser erzeugt haben.

3. Die Intensität des Phänomens hängt von zwei Bedingungen ab, nämlich von dem Bestreben

zur Elafticität der zufammen geprefsten Luft, und von dem Widerftande, den fie bei ihrem Freiwerden von der Atmofphäre und von den Wänden des Büchfenlaufs leidet. Daraus folgt, dafs das Phänomen in einer fehr dichten Atmofphäre, deren Dichtigkeit der der Kolbenluft gleich wäre, fo wie auch in einer unendlich dilatirten Atmofphäre, ganz aufhören würde. Denn im erften Falle erreichte die Elafticität, im letzten der Widerftand das Minimum. Dennoch glaube ich, dafs die Erfcheinung in einem vollkommen luftleeren Raume fogar das Maximum der Intenfität erreichen kann, wenn nur diefer Raum *befchränkt* und von keinem zu grofsen Umfange ift, weil alsdann die Schranken des Raumes den nöthigen Widerftand leiften würden *).

4. Die phyfikalifche Erklärung des Phänomens fcheint mir folgende zu feyn. In dem Augenblicke, dafs eine kleine Portion der geprefsten Luft durch das geöffnete Ventil ihre Freiheit erringt, ftürzt die übrige in dem Kolben befindliche Luft mit Gewalt in den Raum, den jene vorher einnahm. Es bildet fich alfo nahe bei der Oeffnung eine Schlucht, in welcher die Lufttheilchen vermöge ihrer vollkommenen Elafticität und ihres allgemeinen Beftrebens durch jene Oeffnung hin-

*) Diefer Schlufs ift wol nichts weniger als hypothetifch, da ihn mir die Verfuche von Gay-Luffac hinlänglich zu erweifen fcheinen. *Mém. d'Arcueil*, T. I, p. 181, und diefe *Annalen*, J. 1808, St. 11, oder B. XXX, S. 251. *v. Gr.*

[illegible] auf einen Augenblick noch [illegible] werden, als sie es vorher schon [illegible] augenblickliche Compression giebt [illegible] des Wärmestoffs um so mehr [illegible], je begieriger dieser in dem Moment [illegible]ens von denjenigen Luftpartikeln [illegible] wird, die wirklich aus dem Kolben herfahren, und also dadurch einen gewissen Grad [illegible] Expansion erreichen können, *unter* welchem [illegible] Wärme, *über* welchem hinaus sie hingegen Kälte erzeugen müssen. Das erstere findet in dem Experimente mit der Windbüchse Statt, wo die plötzlich expandirte Luft von der Atmosphäre und von den Wänden des Windbüchsenlaufs einen so heftigen Widerstand erduldet, dass sie gewaltsam comprimirt, und der Wärmestoff daraus in Feuergestalt heraus getrieben wird. *Die Compression ist also hier eine Folge der Expansion und Resistenz, die beide zugleich und schnell wirken, und dadurch das Feuer veranlassen.* Im Kolben der Windbüchse wird beim Abschiessen Kälte erzeugt, die sogar von aussen einiger Massen fühlbar ist, weil, wie schon gesagt ist, die herausschiessende Luft eine Portion Wärme mit sich fortreisst. Der Lauf der Windbüchse trägt hauptsächlich zur schnellen Entwickelung des Wärmestoffs bei, indem er nicht allein die Resistenz vermehrt, sondern auch bewirkt, *dass die durchschiessende Luft die ganze Macht derselben in einem kleinen Bezirke erleidet.* Ohne diesen Lauf würde die Expansion den Wi-

derstand der Atmosphäre bei weitem überwiegen; es würde daher Kälte entstehen, wie das z. B. der Fall mit der Luft- und Wasserpumpe war, deren man sich sonst in Schemnitz in Ungarn bediente *).

5. Wenn man an eine Compressionsmaschine (z. B. an den Kolben einer Windbüchse) einen nicht zu grofsen metallenen Cylinder, aus dem man vorher die Luft ausgepumpt hätte, befestigte, und die verdichtete Luft durch irgend einen Mechanismus in den leeren, an seiner Basis mit einer dichten Glasscheibe versehenen, Cylinder hinein stürzen liefse, so würde man ohne Zweifel aus den angeführten Gründen ein helles Licht darin gewahr werden. Ich vermuthe, dafs man mit diesem Instrumente nicht allein die Wassersynthese, sondern auch noch andere interessante Versuche, anstellen könnte. Wäre in dem Luftbehälter Kohlen- oder Schwefel-Wasserstoff-Gas bis auf einen gewissen Grad verdichtet worden, so könnte man vielleicht blofs durch die plötzlich erfolgte Expansion und den darauf erlittenen Stofs der Theilchen gegen einander, die Krystallisation der Kohle und des Schwefels bewirken.

6. Trembley's Einwurf gegen Monge's Theorie des Verbrennens des Wasserstoff-Gas kann, denke ich, jetzt nicht mehr Statt finden, da ich durch einen Versuch gezeigt habe, wie ein plötz-

*) Man sehe in diesen *Annalen*, J. 1804. St. 12. oder B. XVIII. S. 412.

[illegible] erftandes
durch [illegible] zum Glü-
mehr [illegible] *ilfe*, *die*
ware [illegible] *nd alfo die*
zur [illegible] Daraus
Gel [illegible] e ganz oder
fei [illegible] das Phäno-
ab [illegible] racht werden
au [illegible] mittelbar aus
d [illegible] eit deffelben
f [illegible] er genauen Prü-
t [illegible] Verfuch veranftal-

[illegible] e, gläferne Röh-
[illegible] betrug, wurde an
[illegible] ck luftdicht ver-
[illegible] eine ftählerne,
[illegible] en verfehene, Na-
[illegible] nunter ziehen liefs,
[illegible] Zugang ins Inne-
[illegible] mit Queckfilber an-
[illegible], der ebenfalls
[illegible] em Metalle ange-
[illegible] Nadel in die Höhe ge-
[illegible] phärifche Luft und
[illegible] Gas in die Röhre
[illegible] derholte Beobachtun-
[illegible] dafs der kleinfte elek-
[illegible] Conductor der Elek-
[illegible] und von diefer

auf das in der Röhre befindliche Queckſilber hinüber ſpringen lieſs, hinreichend war, das Gasgemenge zu entzünden, und daſs die Abſorption vollkommen 0,3 betrug. Nachdem ich die Röhre aufs neue mit einem gleichen Luftgemenge, wie vorher, gefüllt, und die Nadel bis auf 3 Zoll tief herunter gedrückt hatte, ſtellte ich den ganzen Apparat unter den Recipienten einer Luftpumpe, aus dem ich die Luft ſo lange auspumpte, bis das Queckſilber in der Röhre ein gleiches Niveau mit dem in dem Becher hatte. Der Recipient war mit einer genau ſchlieſsenden metallenen Spindel verſehen, vermittelſt deren man die Nadel in Verbindung mit dem Conductor der Elektriſirmaſchine ſetzen konnte; auch war zur Ableitung der elektriſchen Materie das Queckſilber in dem Becher, durch einen Streif Goldpapier, in Verbindung mit dem metallenen Körper der Luftpumpe geſetzt. Da ich ſah, daſs die Funken, die ich auf dieſe Art durch das dilatirte Gas hindurch gehen lieſs, gar keine Entzündung bewirkten, ſo ladete ich eine groſse Leidner Flaſche, und lieſs nun zu wiederholten Mahlen das elektriſche Feuer durch die Miſchung ſchlagen; allein Trotz aller angewandten Mühe war es unmöglich, das Waſſerſtoff-Gas zu entflammen. Wenn man in den Recipienten ſo viel Luft hinein lieſs, daſs das Queckſilber in der Röhre um einen Zoll höher ſtieg (wodurch das primitive Volumen der Gasmiſchung nur um drei Mahl vermehrt wurde), ſo konnte das entzündli-

lich expandirtes Gas, vermöge des Widerftandes
der Atmofphäre, eine Condenfation bis zum Glü-
hendwerden erfahren kann. *Die Hinderniffe, die*
fich der Expanfion entgegen ftemmen, find alfo das
eigentliche Urfache des Gasverbrennens. Das [illegible]ere
folgt, dafs, wenn man diefe Hinderniffe gan[illegible]
bis auf einen gewiffen Grad aufhebt, das P[illegible]
men durchaus nicht mehr hervor gebracht [illegible] das
kann. Diefer letztere Satz, der unmitte[illegible] der-
dem erftern fliefst, und die Wahrheit [illegible] erhält-
noch mehr erweifet, bedurfte einer ge[illegible] gefetzt
fung, die ich durch folgenden Verfuch [illegible] der an
tet habe. [illegible] Baro-

7. Eine graduirte, 5 Zoll hohe, [illegible] wende-
re, deren Durchmeffer ½ Zoll betru[illegible] gerin-
einem Ende mit Kork und Siegellack [illegible] den Druck
fchloffen. Durch den Kork ging [illegible] auszuftehen
an beiden Enden mit Stahlknöpfen [illegible] *den wich-*
del, welche fich hinauf und hinu[illegible] *erhöhe von*
ohne dafs die Luft dadurch einen [illegible] *Atmofphäre,*
re erhielt. Die Röhre wurde mit [illegible] *ähnliche ift,*
gefüllt und in einen Becher gefto[illegible] *die elektri-*
beinahe einen Zoll hoch mit d[illegible] *fchinen, nicht*
füllt war. Nun wurde die Na[illegible]
zogen, und 0,5 Zoll hoch atm[illegible] De Luc's und La
eben fo viel reines Wafferfto[illegible] zu welcher man
hinein gelaffen. Durch wie[illegible] Barometer bis auf
gen verficherte ich mich, [illegible] auf Verände-
trifche Funken, den man vo[illegible] Rückficht zu
trifirmafchine auf die Stal[illegible] *fich alfo unge-*

würde ſich umſonſt aller Körper daſelbſt , die ſo oft ihre elek- r Höhe der Wolken bis munter ſchleudert, mag die Entzündung des Waſ- noch weit beträchtlichern allein wenn wir erwägen, daſs in einem ſehr verdünnten Rau- Menge anſammeln kann *), und keit, mithin auch der Widerſtand en Luftſchichten, im geometriſchen bnimmt, während die Höhen im n ſteigen, — ſo iſt es gewiſs, daſs dieſes eine Grenzen hat, und daſs es da nicht finden kann, wo man es bisher ange- hatte. So z. B. können die Aërolithen ere Meteore, von denen man weiſs, daſs n Urſprung auſserordentlich hoch über un- Erde haben, nicht mehr durch eine Entzün- eines mit gewiſſen Subſtanzen geſchwänger- Waſſerſtoff Gas erklärt werden, weil man vor n Dingen erſt erweiſen müſste, daſs dieſes Gas n auch noch in dieſer Höhe entzünden kann.

10. Im Allgemeinen läſst ſich der Grundſatz aufſtellen, daſs kein Verbrennen des Waſſerſtoff-Gas mehr Statt finden kann, wenn der elektriſche Funke oder auch das Feuer nicht fähig iſt, den

*) Bekanntlich gehört eine ſehr verdünnte Luft zu den beſten elektriſchen Leitern. *v. Gr.*

Wafferftoff und den Sauerftoff einander fo fehr zu nähern, dafs die refpective Diftanz derfelben geringer wird, als der Radius ihrer gegenfeitigen Affinitätsfphäre. Diefes Nähern gefchieht, wie wir gefehen haben, durch die vereinte Wirkung der Expanfion und Refiftenz. Da unfere Atmofphäre nicht ganz ¼ Sauerftoff-Gas enthält, welches in einer drei Mahl beträchtlichern Quantität Stickftoff-Gas und einer geringen Portion Kohlenfäure gleichförmig vertheilt ift, fo liefs fich fchon *a priori* einfehen, dafs, wenn man die Entzündlichkeit einer aus *reinem* Sauerftoff- und Wafferftoff-Gas beftehenden Knallluft verhindern wollte, diefe um defto ftärker dilatirt werden müfste, je mehr Berührungspunkte fich alsdann in der Affinitätsfphäre befinden würden. Auch habe ich wirklich gefunden, dafs das Volumen eines folchen Knall-Gas beinahe fechzehn Mahl vermehrt werden mufste, ehe es aufhörte, von dem Funken der zum vorigen Verfuche gebrauchten Leidner Flafche entzündet zu werden. Wenn das Volumen nur um zwölf Mahl vermehrt war, fo konnte man die Flamme zwar deutlich bemerken, jedoch zeigte fie fich anders als bei dem gewöhnlichen Drucke der Atmofphäre *). Sie erfchien am obern Ende der Glasröhre mit rofenrothem Lichte, und er-

*) Das Sauerftoff-Gas war zu diefem Verfuche aus Braunftein, das Wafferftoff-Gas aus Zink und Schwefelfäure entwickelt, die Röhre war über 8 Zoll hoch, und nur ein halber Zoll war mit der reinen Knallluft angefüllt.
v. Gr.

losch daselbst schon, als sie in der Mitte noch fortbrannte, und am untern Ende noch gar nicht hingelangt war. Das Quecksilber veränderte seinen Stand nicht eher, als bis das letzte rosenfarbene Flämmchen unmittelbar über demselben verschwand; dann aber sprang es plötzlich in die zurück gelassene Leere. Es scheint also, als wenn die Absorption, durch den erzeugten Wasserdampf und die erhöhete Temperatur des noch brennenden Gas, genau compensirt würde, so dass sich der leere Raum nicht eher bilden kann, als bis die Flamme völlig erloschen ist.

11. Die zu einem Barometerstande von $\frac{28}{16}$ Zoll = 1 Zoll 9 Linien gehörende Höhe finde ich, wenn ich sie wie die vorige berechne, = 70140 par. Fuss. In dieser Höhe würde man also das Wasserstoff-Gas selbst dann nicht mehr entzünden können, wenn unsere Atmosphäre aus lauter Sauerstoff-Gas bestände, ja ich zweifle sogar, dass es in der Gewalt der Natur steht, diese Entzündung unter solchen Umständen zu bewirken.

12. Es war interessant, zu wissen, welche Wirkung die Elektricität auf die bis zur Unentzündlichkeit dilatirte Knallluft äussern würde, wenn man ihre Einwirkung eine gewisse Zeit lang dauern liesse. Statt also den Schlag einer Leidner Flasche, wie in den vorigen Versuchen, durch das expandirte Gasgemenge gehen zu lassen, verband ich die metallene Spindel des Recipienten mit dem

Conductor der Elektrifirmafchine (7.), die über eine Stunde lang umgedreht wurde. Das Refultat diefer mehrmahls, fowohl mit Sauerftoff-Gas als auch mit atmofphärifcher Luft, angeftellten Unterfuchung war kürzlich folgendes.

1) Dafs der höhere Queckfilberftand, nachdem das Gleichgewicht der Luft unter dem Recipienten wieder hergeftellt war, alle Mahl eine Verringerung des Volumens der Knallluft anzeigte.

2) Dafs die Entzündung deffelben Knallgas, bei dem gewöhnlichen Drucke der Atmofphäre, eine doppelt fo grofse Abforption bewirkte.

3) Dafs aber dennoch der Rückftand von 1. fich felbft durch den ftärkften elektrifchen Funken (ungeachtet des wieder hergeftellten Drucks der Atmofphäre) nicht mehr entzünden noch merklich vermindern liefs.

4) Dafs der Phosphor in diefem Rückftande auch dann nicht leuchtete, wenn man ihn mit Hülfe einer von aufsen angebrachten glühenden Kohle darin fchmelzen liefs.

13. So fehr ich mich nun auch Anfangs berechtigt glaubte, aus diefen Refultaten auf eine hierbei vorgegangene Synthefis fchliefsen zu können (befonders, indem ich mich an die von Wurzer u. a. behauptete Transmutation der Wafferdämpfe im Stickftoff erinnerte), fo gelang es mir doch, dem trügerifchen Scheine dadurch zu entgehen, dafs ich auf die Abforption Rückficht nahm,

die der Phosphor *nach einigen Stunden* in dem unentzündlichen Rückstande bewirkte, die, wenn man sie mit der durch den elektrischen Strom bewerkstelligten zusammen addirte, ziemlich genau der in dem angewandten Gas enthaltenen Menge von Sauerstoff-Gas entsprach. Die Unentzündlichkeit des Gasresiduums läſst sich daher aus der Disproportion der zum Brennen tauglichen Gase, und aus der Gegenwart einer zu groſsen Menge Stickgas erklären, welches vorher schon in den angewandten Luftarten enthalten war, und auch wohl zum Theil aus dem Quecksilber aufgestiegen seyn konnte. Während die Elektricität anhaltend auf das ausgedehnte Knallgas wirkt, verbindet sich der gröſste Theil des Sauerstoffs mit einer Portion Wasserstoff *langsam und ohne Entzündung zu Wasser;* die geringe Menge des übrig bleibenden Sauerstoff-Gas befindet sich nun in einer verhältniſsmäſsig zu groſsen Menge Wasserstoff-Gas und Stickgas gleichförmig vertheilt. Dieses vollkommen elastische Vehiculum weicht dem elektrischen Funken von allen Seiten aus, und verhindert dadurch, daſs jene zum Brennen tauglichen Luftpartikeln den Widerstand erfahren, der zu ihrem Verbrennen um so nothwendiger ist, je weniger Berührungspunkte sich in der Affinitätssphäre befinden.

14. Wir haben gesehen, daſs das Wasserstoff-Gas, wenn es in gehöriger Proportion mit Sauerstoff-Gas gemengt ist, sechzehn Mahl, hingegen wenn es in demselben Verhältnisse mit atmosphäri-

scher Luft vermischt ist, nur vier Mahl verdünnt zu werden braucht, um seine Entzündlichkeit zu verlieren. Hieraus läſst sich auch noch für die Eudiometrie ein wichtiger Schluſs ziehen, nämlich, daſs die Reinigkeit einer zu prüfenden Luft (d. h., die darin enthaltene Sauerstoff-Gas-Quantität) im Verhältnisse mit der Ausdehnung steht, die diese Luft, wenn sie mit einer bestimmten Menge Wasserstoff-Gas gemischt ist, erfahren muſs, um ihre Entzündbarkeit zu verlieren.

Zum Schluſs will ich nur noch anmerken, daſs die wichtige Rolle, welche der Druck der Atmosphäre in dem Phänomene der Verbrennung spielt, von den Physikern bis jetzt übergangen ist. Man sah zwar auf die chemische, nicht aber auf die physische Wirkung der Atmosphäre. Ohne diese letztere würden wir allenfalls die Säuerung, nicht aber die flammende Verbrennung kennen, selbst die der festen Körper nicht, welches letztere aus dem Gesagten und aus den Worten Newton's erhellt: „*Flamma est fumus candens.*" Der Wärmestoff wirkt auf die brennbaren Substanzen, indem er die Theilchen derselben expandirt; eben das thut die Elektricität. Der Druck der Atmosphäre wirkt hingegen durch ihren Widerstand, der sich der Expansion entgegen stemmt. *Beide Kräfte vereint bringen denjenigen Effect hervor, der zur Verbrennung nothwendig ist, d. i., die Compression.*

ZUSATZ.

Zwei Bemerkungen des Herausgebers.

1. Von dem Lichte, welches einige Physiker beim Abschiessen einer stark geladenen Windbüchse im Dunkeln wahrgenommen haben, ist in diesen *Annalen* schon mehrmahls die Rede gewesen (s. B. VIII, S. 336; B. XI, S. 344; XII, S. 611; XVII, S. 23, und XX, S. 100); die Versuche, welche Hr. von Grotthuss hier in 2. und 3. erzählt, sind indess die ersten genügend und wissenschaftlich angestellten, welche mir über diese merkwürdige Licht-Erscheinung bekannt geworden sind.

2. Die Folgerungen, welche Hr. von Grotthuss mit vielem Scharfsinn über die Grenzen der Verbrennlichkeit bei abnehmender Dichtigkeit entzündbarer Gasgemische, und über den mechanischen Einfluss des Drucks der Atmosphäre auf die Entzündlichkeit, aus dem Versuche zieht, den er in §. 7 beschreibt, sind für die Naturforschung so interessant, dass ich es für verdienstlich halten würde, könnte ich durch die folgende Frage Veranlassung geben, dass kein Zweifel an dem Resultate bliebe. Sollte ein Korkstöpsel, womit das obere Ende einer mit Quecksilber gesperrten Glasröhre versehen ist, wenn durch ihn eine Stahlnadel so gesteckt ist, dass sie sich in ihm hinauf und hinunter schieben läfst, — die Röhre wirklich luftdicht verschliessen können? Sollte nicht während des Auspumpens des Recipienten, unter dem diese Röhre stand, das Gasgemisch aus ihr zwischen der Nadel und dem Korke hindurch zum Theil in den Recipienten entwichen seyn? Und sollte daher die Grenze der Entzündlichkeit der Gasgemische hier nicht zu nahe gesteckt seyn?

Gilbert.

IX.

Neue
Untersuchungen über die Wirkungen des pneumatischen Feuerzeugs;

von

Le Bouvier Desmortiers *).

In meiner Abhandlung über die Einrichtung und die Wirkungen des pneumatischen Feuerzeugs **) hatte ich geäußert, der leichte Dunst, den man in einem Feuerzeuge dieser Art aus Glas gleich nach dem Verdichten der Luft wahrnimmt, rühre nicht von der fettigen Materie her, mit welcher der Kolben eingeschmiert ist. Dieser Meinung haben nicht Alle beigestimmt, und man hat gegen sie Thatsachen, die sich zwar nicht bestreiten lassen, aber nichts beweisen, und Versuche, die nicht ohne Gefahr sind, angeführt. Dieses hat mich veranlasst, neue Versuche anzustellen, die ich für geeignet halte, die Sache aufzuklären.

Der Kolben verliert durch das Reiben an den Wänden der Röhre bald sein Oehl, und man muss ihn von Zeit zu Zeit mit neuem Oehl einschmieren, damit er leicht gehe und die Luft nicht entweichen lasse. Dieses Oehl oder Fett um-

*) Zusammen gezogen aus dem *Journal de Physique*, Mai 1809. *Gilbert.*

**) Siehe diese *Annalen*, J. 1808, St. 11, oder B. XXX, S. 268. *Gilbert.*

umgiebt die cylindrische, gegen die Wände der Röhre reibende, Oberfläche des Kolbens, und kann folglich bei dem ersten Stoſse, den man mit dem Kolben thut, unmöglich verbrennen. Daſs ein solches Verbrennen nicht die Ursache des Dunstes und des Lichtes seyn kann, welche sich zeigen, erhellt auch aus dem Orte, wo beide erscheinen; nämlich immer nach vorn, nie hinten, wie es der Fall seyn müſste, fände jene Ursache Statt. Wenn man ein Schiff vom Stapel laufen läſst, so entzündet der Wärmestoff, der beim Reiben des Kiels gegen die Balken des Stapels sich entbindet, das Fett, womit man jenen bedeckt hat, um das Ablaufen des Schiffs zu erleichtern, und indem das Schiff die schäumende Fluth durchschneidet, läſst es Rauch und Flamme hinter sich, die rückwärts schlagen. In diesen beiden Fällen sind die Data dieselben; was in dem letztern erfolgt, sollte sich also auch in dem erstern ereignen; der Versuch zeigt aber das Gegentheil.

Wenn man den Kolben mehrmahls hinter einander hinein ſtöſst, so zeigt sich, sagt man, endlich kein Licht mehr, ob gleich die Luft noch eben so stark als zuvor verdichtet wird; das Licht erscheint aber wieder, läſst man ein Paar Tropfen Oehl in die Pumpe fallen; und mit wesentlichen Oehlen ist der Versuch glänzender als mit den fetten Oehlen.

Diese Thatsachen sind richtig. Aber, daſs nach mehreren auf einander folgenden Versuchen das Licht ausbleibt, ist eben ein Beweis, daſs

[illegible] Kolbens nicht verurfacht wird, [illegible] Oehl, das fich bei den erften Stö[illegible] Wänden der Röhre abfetzt, bei den [illegible] Stöfsen im Gegentheile das Licht ver[illegible]. Diefes Abfetzen von Oehl wird [illegible] am obern Theile des Feuerzeugs fichtbar, [illegible] zuert manchmahl fo ftark, dafs das Glas da[illegible] undurchfichtig wird; verbrennte aber das Oehl, fo würde es fich nicht in dem Cylinder ab[illegible]zen, fondern darin einen kohligen Rückftand [illegible].

Wenn zweitens dadurch, dafs man Oehle in den Stiefel des Compreffions-Feuerzeugs tröpfelt, das Licht zum Wiedererfcheinen gebracht wird, fo ift das davon der Grund, dafs diefe fehr entzündbaren Körper fich mit der Luft, die fich in dem Stiefel befindet, vermengen, und fo unmittelbar einen verbrennlichen Körper bilden, auf den die Verdichtung ausgeübt wird. Ich habe den Verfuch mit Lavendelöhl und mit Aether wiederholt; die Funken waren in der That fehr glänzend; aber es könnte gefährlich feyn, diefe Körper anzuwenden, die im Verdünften Wafferftoff-Gas bilden (!) und fo Knallgas erzeugen können.

Endlich ift es gemeiniglich der verbrennliche Körper, der den Funken hergiebt *); wie das aus den folgenden Verfuchen erhellt, zu denen man

*) Leuchten, Licht, Funken fcheint der Verfaffer gleichgültig für die leuchtende Erfcheinung, die fich in dem pneumatifchen Feuerzeuge zeigt, zu brauchen.
Gilbert.

ſich eines pneumatiſchen Feuerzeugs aus Glas bedienen muſs.

Verſuch 1. Wenn der Zündſchwamm zum erſten Mahle durch einen Stoſs des Kolbens entzündet wird, ſo iſt das Licht lebhaft. Man löſche den Schwamm aus, durch Auflegen des Fingers auf das Ende des Kolbens *), und wiederhole den Verſuch. Dieſes läſst ſich vier bis fünf Mahl hinter einander thun; das Licht wird dabei immer ſchwächer, je mehr ſich der Schwamm verkohlt, und bleibt endlich ganz aus, ob gleich der Schwamm ſich noch entzündet; manchmahl ſelbſt fängt er von hinten Feuer, ohne Funken, und ohne daſs man es auf den erſten Anblick gewahr wird, daſs er brennt. Nimmt man ſtatt des Schwammes, der bloſs glimmt, Körper, die mit Flamme brennen, z. B. Baumwolle oder Flachs, ſo iſt der Funke ſehr viel glänzender.

Verſuch 2. Man wiſche die Röhre inwendig ſorgfältig aus, um alles Fettige wegzunehmen, beſchmiere beide Kolben mit Oehl, und ſtoſse, ohne daſs man Schwamm in die Röhre gethan habe, den Kolben mit der Schnelligkeit hinein, bei welcher ſich Schwamm, wenn er darin wäre, entzünden würde; man wird nun kein Licht gewahr werden; und das müſste doch geſchehen, rührte es vom Oehle her. Man ziehe den Kolben heraus,

*) Dieſer iſt alſo in Hrn. Desmortiers pneumatiſchem Feuerzeuge wahrſcheinlich hohl, und enthält den zu entzündenden Schwamm in ſich.
Gilbert.

wiſche den Stiefel wieder aus, und wiederhole den Verſuch; wieder erſcheint kein Funke. Man kann ſo den Verſuch zwanzig Mahl, immer mit der Geſchwindigkeit, die zum Schwammzünden nöthig iſt, wiederholen, und nie wird ein Funke erſcheinen. So bald man aber ein Stück Schwamm in das Feuerzeug bringt, iſt der Funke da. Alſo iſt es der verbrennliche Körper, der hier den Funken hergiebt.

Hier noch zwei Thatſachen, welche den Beweis vollenden, daſs es nicht das Oehl des Kolbens iſt, was den Funken hervor bringt. Ich hatte einen Kolben aus Buchsbaumholz machen laſſen, den ich mit Seife beſchmierte. Mit ihm konnte ich den Schwamm eben ſo gut als mit einem Kolben aus geöhltem Leder entzünden; man weiſs aber, daſs Seife, auf glühende Kohlen gelegt, ſchmelzt, ohne ſich zu verändern. Die zweite Thatſache gehört Herrn Eynard, Arzt zu Lyon. Er hatte ſich eine meſſingene Compreſſions-Pumpe ſelbſt verfertigt, die einen ſo genau ſchlieſsenden eiſernen Kolben hat, daſs keine Luft entweicht; mit ihr gelang der Verſuch, den er in der Lyoner Geſellſchaft der Wiſſenſchaften anſtellte, vollkommen.

Verſuch 3. Man tauche das pneumatiſche Feuerzeug ganz unter Waſſer, und drücke den Kolben langſam hinein, um ſich zu überzeugen, daſs der Kolben keine Luft entweichen läſst; ſchlieſst er gut, ſo ſteigt auch nicht eine Luftblaſe aus dem Stiefel. Man fülle dann die Pumpe mit Luft, thue

keinen Schwamm hinein und gebe einen Stoſs; der leichte Dunſt erſcheint ſogleich in Menge, und verſchwindet dann wieder, und der Kolben wird in dem Stiefel um eine gewiſſe Weite zurück geworfen. Die in dem Stiefel übrig bleibende Luft comprimire man aufs neue; der Erfolg iſt wieder derſelbe, nur des Dunſtes weniger, und der Kolben wird weniger weit zurück geworfen. Wiederholt man den Stoſs, ſo nimmt die übrig bleibende Luftſäule wieder ab, und der Kolben geht wieder um weniger zurück, und ſo kommt man endlich dahin, daſs er gar nicht weiter zurück geht.

Was wird bei dieſem Verſuche aus der Luft? Ich antworte: Sie wird zerſetzt, ohne Einwirkung eines verbrennlichen Körpers auf ſie; dieſes werde ich ſogleich durch directe Verſuche beweiſen. Mit der ganz von Wärmeſtoff durchdrungenen Luft verhält es ſich in dieſem Falle, wie mit einem Schwamme, der ſich voll Waſſer geſogen hat, und den man wiederholt zuſammen drückt, um das Waſſer auszupreſſen. Bei dem erſten Comprimiren der in dem Stiefel enthaltenen Luft wird eine groſse Menge Wärmeſtoff ausgepreſst, und zerſtreut ſich im Augenblicke; von der Luft zerſetzt ſich zugleich eine dieſem Wärmeſtoff-Verluſt entſprechende Menge. Bei den folgenden Compreſſionen findet daſſelbe Statt, bis endlich alle Luft zerſetzt iſt.

Verſuch 4. Man thue Schwamm in das Feuerzeug, und treibe den Kolben mit mäſsiger Ge-

[illegible] rück-
[illegible] fich mit
[illegible] Wefen aus dem
[illegible] und war ne-
[illegible] weislich) auf 150 Theile;
[illegible] rückftändiger Luft, nach ei-
[illegible] Compreffion ohne Schwamm,
[illegible] 142 Theile.

[illegible] hinter einander comprimirte Luft [illegible] nach jeder Compreffion an Menge ab, aber [illegible] Güte blieb diefelbe als nach der erften Compreffion.

Wurde das Eudiometer gefchüttelt, um das Verfchlucken zu befördern, fo blieb ein etwas kleinerer Rückftand; z. B. von 136 Theilen mit dem Gasrückftande der Compreffion ohne Schwamm.

Die atmofphärifche Luft ift alfo durch das bloße Comprimiren um 16 Theile fchlechter geworden.

X.

VERSUCHE
über die Verbreitung des Schalles in Dämpfen;

von

B I O T,

Mitglied des Inſtituts *).

Es iſt bekannt, daſs in Luft von jeder Dichtigkeit und in dem luftleeren Raume, bei einer gegebenen Temperatur, genau gleich viel Waſſer als Dampf, in demſelben Umfange beſteht; daſs die Menge dieſes Dampfs mit der Temperatur zunimmt und abnimmt; und daſs bei einer Wärme von 15° R. der Druck deſſelben $\frac{1}{58}$ des gewöhnlichen Luftdrucks gleich iſt. Befindet ſich daher bei 15° Wärme Waſſer in einem luftleeren Raume, ſo wird es ſo lange verdunſten, bis der Waſſerdampf eine Queckſilberſäule trägt, die $\frac{1}{58}$ des Barometerſtandes gleich iſt; dann hört die Verdunſtung auf und das übrige Waſſer bleibt tropfbar flüſſig. Wenn man den Dampf, der auf dieſe Art das *Maximum* ſeiner Elaſticität erreicht hat, in einen kleinern Raum hinein zwingt, oder durch irgend ein anderes Mittel verdichtet, ohne zugleich die Temperatur deſſelben zu erhöhen, ſo ſchlägt ein Theil des Dampfs ſich nieder, und die Elaſticität kommt nie über $\frac{1}{58}$ hinauf.

Man überſieht leicht, was hieraus für die Dämpfe in Hinſicht des Schalles folgt. Der Schall

*) Frei überſetzt aus dem *Nouveau Bulletin de la Soc. philom.*, *Janv.* 1808, p. 76. *Gilbert.*

... ch verbreiten, wo-
... die in der ganzen
... chläuft, ſucceſſiv eintre-
... wird, welche dem Dampfe
... and erhält. Denn ohne dieſs
... ſicht, welche den tönenden
... umgiebt, und durch die Schwin-
... verdichtet wird, in dem Augen-
... chem dieſes geſchieht, ſich auf den
... rper in Geſtalt von tropfbarem Waſ-
... lagen müſſen, und die ſchwingende
... könnte ſich nicht durch ſie hindurch
... Wird dagegen durch die Verdichtung
... peratur erhöht, ſo kann die den tönenden
... zunächſt umgebende Schicht des Dampfes in
... elaſtiſchen Zuſtande fortdauern; ſie kann
... auch die zunächſt folgende Schicht in ihrer
... nung verdichten, und es kann ſich die verdich-
... nde Bewegung von Schicht zu Schicht, eben ſo als
in einer permanent elaſtiſchen Flüſſigkeit, verbreiten.

Die folgenden Verſuche beweiſen, daſs in der That in den Dämpfen des Waſſers und anderer Flüſſigkeiten, der Schall entſtehen und ſich verbreiten kann. Sie ſind folglich ein directer Beweis dafür, daſs allerdings eine Temperatur-Erhöhung die kleinen Verdichtungen begleitet, welche in einer elaſtiſchen Flüſſigkeit vor ſich gehen, indem der Schall ſich durch ſie hindurch verbreitet. Eine ſolche Temperatur-Erhöhung hat Einfluſs auf die Geſchwindigkeit des Schalls, und man muſs, wie Hr. La Place bemerkt hat, auf ſie bei der Berechnung

dieſer Geſchwindigkeit Rückſicht nehmen, um ein Reſultat zu erhalten, das mit den Beobachtungen überein ſtimmt *).

Hr. Biot ließs in einen luftleer gepumpten Ballon etwas Waſſer hinein treten; ein Theil deſſelben verdampfte ſogleich, und dieſelbe Maſſe, welche im luftleeren Raume gar kein Geräuſch hervor brachte, erregte nun ein wahrzunehmendes Getöſe in dieſen Dämpfen. Da in dem Ballon noch tropfbares Waſſer übrig blieb, ſo läſst ſich gar nicht daran zweifeln, daſs der Dampf ſein *Maximum* der Elaſticität erreicht hatte. Das Geräuſch nahm an Intenſität zu, als der Ballon in ein ſtark geheiztes Zimmer verſetzt wurde; hier muſste, da die Temperatur zunahm, ſich mehr Waſſer in Dampf verwandeln; und, wie man weiſs, hängt die Intenſität des Schalles von der Dichtigkeit des elaſtiſchen Mittels ab, in dem er erzeugt wird.

In den folgenden Verſuchen ſetzte Hr. Biot an die Stelle des Waſſerdampfs Dampf von Alkohol und dann Dampf von Aether. Auch in dieſen Dampfarten entſtand der Schall ſo gut als in den Dämpfen des Waſſers. Bei gleicher Temperatur und bei einerlei Abſtand des Ohrs war der Schall im Aetherdampf am ſtärkſten, und im Waſſerdampf am ſchwächſten. Bei gleichen Umſtänden hat aber der Dampf des Aethers die gröſste Elaſticität, und der Dampf des Waſſers erträgt unter ihnen nur den kleinſten Druck.

*) S. dieſe *Ann.* J. 1804. St. 12, od. B. XVIII, S. 385. *Gilb.*

kann sich durch sie nicht hindurch
fern nicht bei der Verdichtung
Ausdehnung, welche er durchl
ten muss, Wärme frei wird,
seinen elastischen Zustand
würde die Dampfschicht,
Körper unmittelbar umg
gungen desselben verd
blicke, in welchem
tönenden Körper
ser niederschlagen
Bewegung kön
verbreiten.
die Temper
Körper zu
ihrem el
also auch
Ordnun
tende B
in ein

Tha
fig
Kau
da
ni
f
f

Institute

SDORFF.

Beantwortung der
mein Institut betref-
theile ich hier folgende

te ich mit Beihülfe einiger
sionsanstalt für junge Män-
sich zu geschickten Apothe-
bilden, theils auch, sie auf
kunde und der Kammeralwis-
Diese Anstalt hat einen
genommen, und bis diese Stunde
gehabt. Viele würdige Männer
des Auslandes vertraueten ihre Söhne
an, oft einige nach einander, und ich
diese Zutrauen gerechtfertigt,
Zufriedenheit erworben zu haben. Mehr
junge Männer, die seit jener Zeit meine
geben mir das süsse Bewusstseyn,
hungen nicht fruchtlos waren. Die
meiner ehemahligen Zöglinge sind eta-
ihren Wirkungskreis als rechtschaffene
Apotheker, andere als Aerzte aus; und
ihnen bekleiden auch bedeutende Stellen
und mehrere der jüngern conditioniren
und haben durch Redlichkeit und Fleiss die Ach-
und die Freundschaft ihrer Prinzipale erworben.

[illegible] ſie es vielleicht unbeſcheiden finden, daſs [illegible] dem Eingange meine Nachricht eröffne, al- [illegible] glaube, dem rechtlichen Manne iſt es doch [illegible] auch erlaubt zu ſagen: ſo war mein Vorſatz, ſo folgen. Ich widme wahrlich meinem Inſtitute meine ganzen Kräfte, und ſollte ich wohl gleichgültig gegen einen günſtigen Erfolg ſeyn?

Chemie, Mathematik, Naturlehre, Naturgeſchichte, und Pharmacie in Verbindung machen die Hauptgegenſtände aus, mit welchen wir uns im Inſtitute beſchäftigen. Meine Freunde arbeiten mit mir nach einem gemeinſchaftlichen Plane, und dadurch wird auſserordentlich viel Zeit gewonnen. Es wird Unterricht ertheilt in:

Logik, weil dieſe zur Sicherheit unſerer Erkenntniſs, und zur Prüfung derſelben höchſt unentbehrlich iſt, und zur Ordnung im Denken gewöhnt.

Moraliſche Wiſſenſchaften. Nicht bloſs Ausbildung des Kopfs, ſondern auch Veredelung des Herzens, gehört mit zu meinem Zwecke. Nur durch eine genaue Kenntniſs der moraliſchen Wiſſenſchaften kann dieſe mit erreicht werden. Das, was in den Horizont eines Jeden gehört, was mit dem höchſten Zwecke der Menſchheit in Verbindung ſteht, konnte ich nicht vernachläſſigen.

Mathematik. Arithmetik, Algebra, Geometrie und Trigonometrie. Mehr verſtattet der Zeitraum nicht. Wer indeſſen ſchon darin geübt iſt, kann auch bei dem Hrn. Prof. S i e g l i n g, der dieſe Wiſſenſchaften vorträgt, Unterricht in der höhern Mathematik erhalten.

Naturlehre. Nur in ſo fern, als ſolche mit der Chemie in Verbindung ſteht. Es verſteht ſich, daſs alle erforderlichen Experimente dabei angeſtellt werden.

XI.

NACHRICHT

von dem pharmaceutiſch - chemiſ[illegible]
zu Erfurt;
vom
Profeſſor TROM[illegible]

Um ſo mancher ausführliche[illegible] zählt, ſetzen uns in ſchriftlich eingehenden Anfrage zu liefern. Es verſteht fend, überhoben zu ſeyn, [illegible] phyſiologiſche Theil der Nachricht öffentlich mit. [illegible]gt, und daſs auch auf

Schon im J. 1795 eröffneten beſonders Rückſicht ge-gelehrten Freunde eine Pe[illegible] ner, deren Zweck war [illegible] im Winter vorgetragen, und kern und Chemikern [illegible] Kabinettes durch viele das Studium der Arznei[illegible] ſenſchaften vorzube[illegible] einzelnen Zweige derſelben. Die glücklichen Anfang [illegible] Vorleſungen werden durch das einen guten Fortg[illegible] des Profeſſors Bernhardi des Inlandes und [illegible] die Zöglinge auch mit dem meiner Leitung [illegible] und mit der neuen Methode darf mir ſchon [illegible]ardi, Kryſtalle zu beſchreiben, und mir ihr[illegible] werden, bedarf wol kaum ei-als hundert [illegible]

Anſtalt [illegible] Umfange. Alle nöthigen und be-daſs [illegible] Verſuche werden angeſtellt, und keine gröſsere [illegible] werden geſcheuet. Mit welcher Ausführ-blirt, [illegible] dieſe Wiſſenſchaft vorgetragen wird, er-und [illegible] daraus, daſs zum Leitfaden bei dem mehr[illegible] mein ſyſtematiſches Handbuch gebraucht im [illegible] zwei, vier, ſechs und mehrere Stunden noch [illegible] täglich der Chemie gewidmet, und vor-tum[illegible] auch die Zöglinge im Selbſtarbeiten geübt.

von ſehr guten Künſtlern gear-
mich in den Stand, alle
der erforderlichen Ge-
zu können. Es
ich detailliren
das Studium der
ſo viel will ich noch
neuere wichtige Erfah-
der Chemie während des
ebenfalls mit angeſtellt werden.
mein Journal.
theoretiſcher und praktiſcher Hinſicht.
hören auch *Arzeneiwaarenkunde*, *Arzenei-*
rechnung, *Rezeptirkunſt* und *pharmaceutiſche*
Alle arzeneilich - chemiſche Präparate
verfertigt, und diejenigen Penſionairs,
welche ſich ausſchlieſsend der Pharmacie widmen
wollen, werden in allen Geſchäften des Apothe-
kers geübt, wozu ſich in meiner Apotheke gute
Gelegenheit findet.

Der Curſus dauert *Ein* Jahr, und nimmt jedes Mahl einige Wochen nach Oſtern ſeinen Anfang; auſser dieſer Zeit kann auch Niemand eintreten. Da ich mich nur auf eine kleine Anzahl Penſionairs einſchränke, und der feſt geſetzte Numerus immer ziemlich bald zuſammen kommt, ſo muſs ich diejenigen, welche mit anzutreten wünſchen, erſuchen, mir gefälligſt bald davon Nachricht zu ertheilen, wenigſtens bis Ende des Januars.

Die nöthigen Schulkenntniſſe ſetze ich bei jedem Zöglinge voraus, ſo wie eine ſittliche Erziehung. An Kopf und Herz verdorbene Jünglinge ſchicke ich wieder zurück, denn ich habe die Erfahrung gemacht, daſs ſie nicht zu beſſern waren, und daſs ihr böſes Beiſpiel einen nachtheiligen Einfluſs auf die Andern hatte.

Botanik. Sie wird, so wie die andern Theile der
turgeschichte, von dem durch seine Schriften rü
lichst bekannten Professor Bernhardi vorg
gen. Die Zöglinge werden mit den Terminolo
bekannt gemacht, und müssen Pflanzen be
ben und analysiren. Den Sommer hindurc
den fleissig Excursionen gemacht, Pflanzen
melt, untersucht und eingelegt. Eine ang
sehr pflanzenreiche, Gegend und ein bo
Garten, der gegen 4000 Arten zählt, setz
den Stand, alles Nöthige zu liefern. E
sich von selbst, dass der physiologische
Botanik nicht vernachlässigt, und das
pharmaceutische Pflanzen besonders R
nommen wird.

Zoologie wird vorzüglich im Winter vorg
der Mangel eines grossen Kabinettes
Kupferwerke ersetzt.

Mineralogie und die einzelnen Zweige d
oryktognostischen Vorlesungen werd
instructive Kabinett des Professors
unterstützt. Dass die Zöglinge a
Hauy'schen Systeme und mit der
des Prof. Bernhardi, Krystalle
bekannt gemacht werden, bedar
ner Bemerkung.

Chemie im ganzen Umfange. Alle
deutenden Versuche werden ang
Kosten werden gescheuet. Mit
lichkeit diese Wissenschaft vor
giebt sich daraus, dass zum
Vortrage mein systematisches
wird. Zwei, vier, sechs un
werden täglich der Chemie
züglich auch die Zöglinge im

Die Zöglinge wohnen bei mir, unterwerfe[n]
meiner unmittelbaren Aufsicht und der fest ge[…]
Ordnung. Für Bett, Meubles, Licht, und H[…]
sorge ich ebenfalls.

Diejenigen Pensionairs, welche bereits […]
Apothekerkunst auf gewöhnlichem Wege […]
ben, und mit mehrern praktischen Geschäfte[n …]
thekers vertrauet sind, brauchen nur Ein[…]
machen, und das ist auch der Fall mit d[…]
auf das Studium der Arzeneikunde, […]
wissenschaften, u. s. w. vorbereiten woll[…]
aber, welche sich zu Apothekern bild[…]
noch nie mit Pharmacie beschäftigt h[…]
eine längere Zeit; denn das Praktisch[e …]
erlernt auch der fleissigste und der b[…]
Einem Jahre. — Diese letztern k[…]
immer aufnehmen, denn es komm[t …]
eine Stelle vacant ist.

Wer die übrigen Bedingungen […]
beliebe sich in frankirten Briefen […]

Erfurt, im September 1809.

D. *Johann* […]

oxydirung und
letzten Basis des
nnigen Naturfor-
n Beweis, dafs das
facher Basis ist. Sie
ichen Kreis Quecksil-
n Ammoniak, die mit
nd, und elektrisiren das
nd der Einwirkung nimmt
mfang allmählich zu, und
Vierfachen oder Fünffachen
Raumes ausgedehnt hat, so ist
von weicher Consistenz. Die-
nach ihnen, aus Quecksilber
oxydirten Basis des Ammoniaks;
ir sehen sie an, *erstens*, die Wie-
von Quecksilber und Ammoniak, wel-
erschluckung von Sauerstoff eintritt,
Körper der Luft ausgesetzt wird; und
die Wiedererzeugung beider im Wasser
tbindung von Wasserstoff - Gas.

Operation, in welcher der Wasserstoff
r Stickstoff metallische Eigenschaften äufsern,
einen metallischen Körper, wie es scheint,
ihren Elementen bilden, mufs die Aufmerk-
mkeit der Chemiker auf sich ziehen. Das be-
ondere Interesse, welches sie für mich in Beziehung
uf die elektrisch-chemische Wissenschaft hatte, ver-
nlafste mich, die Umstände, worauf es bei ihr
nkommt, einzeln und genau zu untersuchen.

eine Trennung, bei der ich zur [illegible] schwedischen Chedas Vergnügen zu verlange[illegible] Forscher, die sich mit den [illegible]ch, daſs eine beträchtten beschäftigt haben, [illegible] um 50 bis 60 Grain neuen Wissenschaft, [illegible]ng mit einer gesättigten Auf-Davy sie nennt,) [illegible] Amalgam zu verwandeln, und die erwiesenen [illegible] sich stark selbst in der kurzen tend vermehr[illegible] welche nöthig ist, um es aus der mit Unter[illegible] vorläufig [illegible] zu nehmen. Doch bestätigten sich dieser [illegible] Resultate, welche sie angegeben haben. ich [illegible] bald einfachere und leichtere Mittel, [illegible] Wirkung unter Umständen zu erhalten, [illegible] mehr geeignet waren, eine deutliche Ana[illegible]zulassen.

Die elektrisch-chemischen Versuche, welche ich in meiner Baker'schen Vorlesung für das J. 1806 bekannt gemacht habe *), lehren, daſs das Ammoniak aus seinen Salzen an der negativen Oberfläche in der Volta'schen Kette entbunden wird. Daraus zog ich damahls den Schluſs, es müsse sich auf diese Art auf das Ammoniak einwirken lassen, während es in dem so genannten Zustande des Entstehens sey; statt daſs ich hätte schlieſsen sollen, das Ammoniak lasse sich unter dieser Einwirkung leichter desoxydiren und mit dem Quecksilber verbinden.

Dieser letzten Ansicht gemäſs verfuhr ich nun folgender Maſsen. Ich machte in ein Stückchen *Salmiak* eine Höhlung, in die ich einen Quecksil-

*) Diese *Annalen*, B. XXVIII, (Jahrg. 1808, St. 1) S. 28.
Gilbert.

bertropfen gofs, der ungefähr 50 Grain wog, be-
chtete den Salmiak ein wenig, um ihn zum
[illegible] zu machen, legte ihn auf ein Platinblech,
und fetzte diefes Blech mit dem pofitiven Ende ei-
nes mächtigen Trogapparats, das Queckfilber da-
gegen durch einen Platindraht mit dem negativen
Ende deffelben in Verbindung. Sogleich zeigte
fich die Einwirkung auf das Salz durch ein lebhaf-
tes Aufbraufen und eine ftarke Erhitzung. In we-
nig Minuten war das Kügelchen bis zu dem Fünf-
fachen feines anfänglichen Raumes angewachfen,
und glich einem Zinkamalgam. Metallifche Kry-
ftallifationen gingen davon, wie von einem Mittel-
punkte, aus, und frafsen fich in das Salz ein, in
welchem fie eine Art von Vegetation bildeten, die
fich oft in ihren Berührungspunkten mit dem Sal-
miak färbte, und wenn die Kette geöffnet wurde,
fchnell verfchwand, wobei ein ammoniakalifcher
Rauch auffstieg, und das Queckfilber wieder ent-
ftand.

Auch mit einem wohl genäfsten Stücke *koh-
lenfaurem Ammoniak* gelang der Procefs; das
Amalgam bildete fich daraus eben fo gefchwinde.
Wirkte die Batterie fehr ftark, fo fand fich bei die-
fem Desoxydations-Proceffe in den Höhlungen des
Salzes eine fchwarze Materie, die wahrfcheinlich
Kohle war, welche von der Zerfetzung der Kohlen-
fäure des kohlenfauren Ammoniaks herrührte *).

*) Die fchwarze Materie, welche fich bei den elektrifchen
Zerfetzungs-Verfuchen mit Kali und mit Natron an der

Als ich das Verfahren der schwedischen Chemiker wiederholte, fand sich, daſs eine beträchtliche Zeit erfordert wird, um 50 bis 60 Grain Quecksilber in Berührung mit einer gesättigten Auflösung Ammoniak in Amalgam zu verwandeln, und daſs dieses Amalgam sich stark selbst in der kurzen Zeit verwandelt, welche nöthig ist, um es aus der Auflösung heraus zu nehmen. Doch bestätigten sich dabei alle Resultate, welche sie angegeben haben. Ich fand sehr bald einfachere und leichtere Mittel, um diese Wirkung unter Umständen zu erhalten, welche mehr geeignet waren, eine deutliche Analyse zuzulassen.

Die elektrisch-chemischen Versuche, welche ich in meiner Baker'schen Vorlesung für das J. 1806 bekannt gemacht habe *), lehren, daſs das Ammoniak aus seinen Salzen an der negativen Oberfläche in der Volta'schen Kette entbunden wird. Daraus zog ich damahls den Schluſs, es müsse sich auf diese Art auf das Ammoniak einwirken lassen, während es in dem so genannten Zustande des Entstehens sey; statt daſs ich hätte schlieſsen sollen, das Ammoniak lasse sich unter dieser Einwirkung leichter desoxydiren und mit dem Quecksilber verbinden.

Dieser letzten Ansicht gemäſs verfuhr ich nun folgender Maſsen. Ich machte in ein Stückchen *Salmiak* eine Höhlung, in die ich einen Quecksil-

*) Diese *Annalen*, B. XXVIII, (Jahrg. 1808, St. 1) S. 28.
Gilbert.

Da das *Kalium*, das *Natronium* und die Metalle der alkalischen Erden eine so grosse Anziehung auf den Sauerstoff äussern, so versuchte ich, ihrer desoxydirenden Kraft mich zu bedienen, um das Ammoniak ohne Mitwirkung der Elektricität zu amalgamiren. Der Erfolg war sehr genügend.

Liess ich Quecksilber, das mit einer geringen Menge von *Kalium*, *Natronium*, *Barium* oder *Kalcium* *) verbunden war, auf angefeuchteten Salmiak einwirken, so entstand ein Amalgam, das den sechsfachen oder siebenfachen Raum des Quecksilbers einnahm, und sehr viel mehr von der Basis des Ammoniaks zu enthalten schien, als das, welches durch die elektrischen Kräfte erzeugt worden war. Da indess immer ein Theil des Metalls, das zum Desoxydiren des Ammoniaks gebraucht wurde, bei diesen Amalgamen blieb, so will ich die *Eigenschaften des Ammoniak-Amalgams* bloss von dem durch Elektricität gebildeten hernehmen.

Wird das Amalgam aus dem Ammoniak in einer Temperatur von 70 bis 80 Grad gebildet, so hat es eine so weiche Consistenz als Butter. In der Eiskälte wird es fest, und krystallisirt in einer Masse, an der man kleine Facetten ohne genau be-

negativen Oberfläche abscheidet, und die es einigen Physikern schwer geschienen hat, zu erklären, ist, wie ich glaube, ebenfalls Kohle, welche aus der Kohlensäure herrührt, die in dem Alkali noch vorhanden war.
Davy.

*) Vergl. den vorigen Band dieser Annalen, S. 386.
Gilbert.

ſtimmte Figur wahrnimmt *). Das ſpecifiſche Gewicht deſſelben iſt ungefähr 3.

Der Luft ausgeſetzt überzieht ſich dieſes Amalgam ſehr bald mit einer weiſsen Kruſte, welche, wie ich durch Verſuche gefunden habe, kohlenſaures Ammoniak iſt.

Aus Waſſer, worein es geworfen wird, entbindet es ein Volumen Waſſerſtoff-Gas, das ungefähr halb ſo groſs als das des Amalgams iſt, und verwandelt das Waſſer in eine ſchwache Ammoniak-Auflöſung.

Schlieſst man es in eine gegebene Menge von Luft ein, ſo nimmt der Umfang der Luft beträchtlich zu, und das Queckſilber erſcheint rein wieder. Es findet ſich, daſs in dieſem Falle Ammoniak-Gas von der Hälfte oder von drei Fünftel des Volumens des Amalgams entſtanden, und daſs vom Sauerſtoff-Gas ſo viel verſchwunden iſt, als der ſiebzehnte oder achtzehnte Theil des Ammoniaks beträgt **).

Wird es in ſalzſaures Gas getaucht, ſo überzieht es ſich augenblicklich mit ſalzſaurem Ammoniak, und es wird eine geringe Menge Waſſerſtoff-Gas entbunden.

*) Ich vermuthe, nach ihrem Ausſehen, daſs die Kryſtalle Würfel ſind. Auch das *Kalium-Amalgam* kryſtalliſirt in Würfeln; dieſe ſind aber eben ſo ſchön und manchmahl eben ſo groſs als die des Wismuths. *Davy.*

**) Dieſer Verſuch beſtätigt meine Vermuthung über die Menge von Sauerſtoff, welche das Ammoniak enthält. Da indeſs Waſſer bei demſelben gegenwärtig iſt, und dieſes ſich unmittelbar zeigen könnte, ſo ſind die Data dieſer Verhältniſſe nicht völlig genau. *Davy.*

In Schwefelfäure bedeckt es fich mit fchwefelfaurem Ammoniak und mit Schwefel.

Ich habe verfchiedene Mittel verfucht, um dieses Amalgam aufzubewahren.

Ich hatte gehofft, es würde mir gelingen, die an dem Queckfilber gebundene desoxydirte Subftanz einzeln und rein zu erhalten, wenn ich das Amalgam aufser aller Berührung mit der Luft, mit Waffer und mit andern Körpern, welche Sauerftoff herzugeben vermögen der Deftillation unterwürfe. Aber alle Umftände waren diefem Erfolge entgegen. Wer es mit Barometern zu thun gehabt hat, weifs, wie feft Queckfilber das Waffer, womit es befeuchtet worden ift, zurück hält, und dafs es fich davon nur durch Kochen wieder befreien läfst. Während das Amalgam durch Zerfetzung des Ammoniaks gebildet wird, ift es beftändig innerlich und äufserlich befeuchtet, und man darf daher nicht erwarten, dafs das demfelben adhärirende Waffer fo leicht wegzunehmen fey. Ich habe das Amalgam mit der gröfsten möglichen Sorgfalt mit Löfchpapier abgewifcht; aber während deffen regenerirte fich eine bedeutende Menge von Ammoniak. Um es von feiner Feuchtigkeit zu befreien, verfuchte ich, es durch feine Leinwand zu drücken; dabei zerfetzte es fich aber vollftändig, und ich erhielt blofs reines Queckfilber.

Die ganze Menge der Bafis des Ammoniaks, welche fich mit 60 Grains Queckfilber verbindet, kann nicht mehr als $\frac{1}{200}$ Grain betragen, wie aus

meinen Notaten deutlich hervor geht; und um ihr allen ihren Sauerſtoff wieder zu geben, bedarf es kaum des tauſendſten Theils eines Grains Waſſer, das iſt, einer Menge, die ſich kaum wahrnehmen läſst, und die der bloſse Hauch eines Menſchen dem Amalgam bald mittheilen würde.

Hieraus erklärt es ſich, warum Amalgam, das ich mit Löſchpapier getrocknet hatte, in *Steinöhl*, worein ich es brachte, ſich faſt eben ſo ſchnell als in der Luft zerſetzte, wobei Ammoniak und Waſſerſtoff-Gas erzeugt wurden. Im *Oehle* entbindet das Amalgam Waſſerſtoff-Gas und wird zu einer Ammoniak-Seife. In einer *Glasröhre*, in die ich es mit einem Korke verſchloſſen hatte, zerſetzte es ſich ſchnell in reines Queckſilber und in ein Gas, das zu $\frac{2}{3}$ oder $\frac{3}{4}$ aus Ammoniak-Gas, und das übrige aus Waſſerſtoff-Gas beſtand *).

Der folgende Deſtillations-Verſuch beweiſet, daſs manchmahl das Amalgam, nachdem man es mit Löſchpapier möglichſt getrocknet hat, noch der Feuchtigkeit mehr enthält, als zur Zerſetzung deſſelben nöthig iſt. Ich brachte ungefähr ein Viertel Kubikzoll Amalgam, das ich durch Abwiſchen recht trocken gemacht hatte, in eine kleine Glasröhre, erhitzte dieſe ſo lange, bis das Gas alles Queckſilber heraus getrieben hatte, ver-

*) Wirkt die Luft frei auf das Amalgam, ſo ſcheint Sauerſtoff von dem Waſſerſtoff, indem er ſich entbindet, verſchluckt, und das dadurch gebildete Waſſer von dem Ammoniak aufgelöſet zu werden. *Davy.*

... Es ſchlug
... wie ſich zeigte,
... war.
... der Metalle der Al-
... aliſchen Erden aus Am-
... altenen Amalgame, ent-
... des Ammoniaks gebunden,
... gebildeten Amalgame, ha-
... Sind ſie mit einer bedeuten-
... alle verbunden, ſo zeigen ſie
... Dreifache Verbindungen die-
... lange Zeit unter Steinöhl oder
... wenn man ſie zuvor ſorgfältig
... und erzeugten darin kaum ein
... Auch in verſchloſſenen Glas-
... ſie lange Zeit über unverändert,
... ein wenig Waſſerſtoff-Gas aus ihnen

... ein durch Kalium gebildetes dreifa-
... gam dieſer Art, das mit Löſchpapier ge-
... worden war, in einer trockenen Röhre aus
... Glaſe über Queckſilber erhitzt. Ich mufste
... peratur bedeutend hoch bringen, wenn die
... ung einer elaſtiſchen Flüſſigkeit ſich äuſsern
... als dieſes geſchah und ſie alles Amalgam aus
... Röhre heraus getrieben hatte, ſtieg beim Erkal-
... Queckſilber wieder ſchnell in der Röhre her-
... ein groſser Theil derſelben beſtand alſo entwe-
... aus Waſſerdampf, oder aus Queckſilberdampf,
... aus etwas, welches das Queckſilber beim Erkal-

ten verschluckt. Die Menge des permanenten Gas betrug nicht die Hälfte des Volumens des Amalgams. In der Meinung, es könne wohl aus Wasserstoff und Stickstoff in einem Zustande der Desoxygenation bestehen, mischte ich ein wenig Sauerstoff hinzu; es erfolgte aber keine Veränderung des Volumens. Destillirtes Steinöhl, das ich mit diesem Gas in Berührung brachte, verschluckte davon die Hälfte, und aus der Einwirkung, welche nun das Steinöhl auf Curcumatinktur äusserte, schloss ich, dass dieses Ammoniak-Gas gewesen sey. In dem Ueberreste des zerlegten Gas fand sich das zugemischte Sauerstoff-Gas; das übrige war Wasserstoff-Gas und Stickgas, ungefähr in dem Verhältnisse von 4 zu 1.

Dieses Resultat beunruhigte mich beim ersten Anblicke; denn es schien zu beweisen, dass die Erzeugung von Ammoniak unabhängig von der Gegenwart einer Substanz sey, die Sauerstoff herzugeben vermöge, und dass die Amalgamirung desselben lediglich darauf beruhe, dass es wasserfrei und an Wasserstoff gebunden sey. Doch ergab sich mir bald von selbst eine genügende Auflösung dieser Schwierigkeit. Ich hatte etwas von dem durch Kalium gebildeten dreifachen Amalgam aus Ammoniak in eine gesättigte Ammoniak-Auflösung gethan; es äusserte auf diese nur eine sehr geringe Einwirkung; und als ich mir nun das Amalgam, noch von der Auflösung genässt, in eine Glasröhre verschloss, so erhielt es sich in ihr fast eben so gut,

schl[illegible] [illegible]am gethan hatte, sich [illegible] Wasserstoff entband. mit [illegible] erhitzte, bildete sich [illegible] Flüssigkeit, und es zeigte [illegible] Ammoniak-Gas und zu $\frac{1}{3}$ [illegible] bestand.

[illegible] Versuche, bei welchem das [illegible] worden war, scheint noch [illegible] von Ammoniak-Auflösung und [illegible] von Kali daran kleben geblieben zu [illegible] gewöhnlichen Temperaturen konnte [illegible] auf das Amalgam nicht einwirken, [illegible] sich aber in Dämpfe verwandelte, streb- [illegible] Basis des Ammoniaks und das Kalium zu [illegible], und auf diese Art wurde Wasserstoff- [illegible]bunden und Ammoniak erzeugt.

Ich habe ein aus Ammoniak durch Kalium ge- [illegible] Amalgam in einer mit Steinöhl-Dämpfen [illegible]füllten und hermetisch verschlossenen Glasröhre, die wie ein Destillirapparat gestaltet war, auf eben die Art destillirt, wie ich es mit den Amalgamen aus den Metallen der alkalischen Erden gemacht hatte. Hierbei erhielt ich aber nur Ammoniak, Wasserstoff-Gas, Stickgas und reines Quecksilber; der Rückstand war Kalium, das stark auf das Glas eingewirkt hatte. — Bei einem andern Versuche der Art erkältete ich den zur Vorlage dienenden Theil der Röhre durch Eis, während ich den andern Theil stark erhitzte; es erschien aber keine andere condensirbare Flüssig-

keit, als Queckfilber, und die elaftifchen Produkte waren dieselben, als im vorigen Falle.

Um endlich noch einen letzten Versuch zu machen, ein Ammoniak-Amalgam zu erhalten, von dem fich nicht annehmen liefs, dafs es adhärirende Feuchtigkeit enthalte, habe ich Kalium-Amalgam in Ammoniak-Gas erhitzt. Es überzog fich mit einer Kalihaut, nahm aber nicht an Volumen zu, und es entftand eine Menge nicht verfchluckbares Gas, das aus 5 Theilen Wafferftoff-Gas und aus 1 Theil Stickgas beftand. Das Amalgam, nachdem es heraus genommen und der Luft ausgefetzt worden war, hauchte kein Ammoniak aus. Es fcheint hiernach wefentlich erforderlich zu feyn, dafs das Ammoniak, wenn es desoxydirt, und die Bafis deffelben mit Queckfilber verbunden werden foll, im Zuftande des Entbindens, oder wenigftens in einer fo grofsen Dichtigkeit fey, als die, welche es in feinen Auflöfungen oder in den ammoniakalifchen Salzen hat.

5. *Einige allgemeine theoretifche Betrachtungen über die Metallifirung der Alkalien und der Erden.*

Je genauer wir die Eigenfchaften des Amalgams aus dem Ammoniak betrachten, defto mehr müffen fie uns auffallen. Indem fich das Queckfilber mit ungefähr $\frac{1}{12000}$ feines Gewichts einer neuen Materie vereinigt, wird es zum feften Körper; dabei nimmt es am fpecififchen Gewichte von

... aber alle ſeine metalli-
... Farbe, Glanz, Undurch-
...ungs-Vermögen unverändert

... ſich kaum anders denken, als daſs ei-
... welche mit dem Queckſilber ein ſo
...menes Amalgam bildet, ſeiner Natur nach
ſelbſt metalliſch iſt *). Ich werde ſie daher ferner
..., der Kürze halber, *Ammonium* nennen **).

*) Die Natur der Verbindungen, in welche Queckſilber mit Schwefel und mit Phosphor tritt, ſcheinen für dieſe Meinung zu ſprechen. Queckſilber verliert mit dem Schwefel ſeine metalliſchen Eigenſchaften, und wird als Zinnober ein Nicht-Leiter; eben ſo ſcheint nach Pelletier's Verſuchen (*Ann. de Chim.*, t. 13, p. 125) Phosphor-Queckſilber keine metalliſchen Eigenſchaften zu haben. Auf der andern Seite iſt Kohle ein Leiter, und naht ſich im Reiſsblei durch ihre Eigenſchaften ſehr den Metallen, daher ſich aus der metalliſchen Natur des Stahls kein Einwurf gegen jene Meinung nehmen läſst. Die einzigen Thatſachen, die ich habe auffinden können, welche gegen jene Meinung zu ſeyn ſchienen, ſind die metalliſchen Eigenſchaften einiger Verbindungen des Schwefels und des Phosphors mit ſo genannten Halbmetallen.

Davy.

**) Ein Name, gegen den in der franzöſiſchen chemiſchen Nomenklatur, (welche auch die Engländer faſt unverändert angenommen haben,) nichts einzuwenden iſt, da er den Davy'ſchen Namen für die andern Metalle der Alkalien und Erden (*Kalium*, *Natronium*, *Baryum*, u. ſ. w.) ganz analog gebildet iſt; der uns aber, wie ich ſchon zu Anfange dieſes Aufſatzes erwähnt habe, nöthigt, in der deutſchen chemiſchen Nomenklatur bei der Benennung *Ammoniak* zu bleiben, und es uns verbietet, ſie in *Ammonium* umzuſtalten, wie es die Mehrzahl der deutſchen Chemiker gethan hatte.

Gilbert.

Aber worauf beruhen die metallischen Eigenschaften des Ammoniums? Sind Wasserstoff und Stickstoff Metalle in Gasgestalt, und also Körper, die in der gewöhnlichen Temperatur ähnliche Eigenschaften, als Zink und Quecksilber in der Glühehitze haben? *Oder* sind diese beiden Gasarten in ihrer gewöhnlichen Gestalt Oxyde, und werden sie durch Desoxydirung zu Metallen? *Oder* sind sie einfache, nicht-metallische Körper, die in ihrer Verbindung mit einander, je nachdem sie sauerstofffrei oder oxygenirt sind, ein Metall oder ein Alkali bilden?

Diese Probleme, von denen mir das zweite von Herrn Cavendish vorgelegt ist, und von denen das dritte Herrn Berzelius gehört, sind sehr wichtige Gegenstände der Untersuchung. Ich habe einige Versuche in Beziehung auf sie angestellt, doch ohne Erfolg. Durch Erhitzung von Kalium-Amalgam in Wasserstoff-Gas oder in Stickgas habe ich die Metallisirung dieses letztern nicht zu bewirken vermocht. Aus diesen Versuchen läfst sich indefs nichts Entscheidendes gegen irgend eine der vorstehenden Vermuthungen folgern.

Ich habe in meiner Baker'schen Vorlesung für das Jahr 1807 bemerkt, „dafs sich die chemische phlogistische Theorie vertheidigen lasse, wenn man sie ein wenig modificire, und annehme, dafs die Metalle und die so genannten einfachen verbrennlichen Körper aus eigenthümlichen noch unbekannten Basen und aus der im Wasserstoff-Gas vorhandenen Materie bestehen; Metall-Oxyde, Al-

[illegible] aber Zusammensetzungen fol- [illegible] Wasser sind" *). Die Erscheinun- [illegible] die Metalle der Alkalien zeigten, lie- [illegible] dieser Hypothese erklären. Sie passt [illegible] die Thatsachen, auf welche die Metalli- [illegible] Erden und des Ammoniaks führen, und [illegible] vielleicht noch mit mehr Evidenz. Diese An- [illegible] ist jedoch hier nicht so nett und einfach, als die angenommene Theorie der Oxygenation, wel- che ich auf jene Thatsachen angewendet habe: und die allgemeinen Thatsachen des Verbrennens dieser neuen verbrennlichen Körper und ihre Einwirkung auf das Wasser sind unstreitig viel leichter nach Lavoisier's Hypothese zu erklären. Die einzi- gen guten Gründe für ein gemeinsames Princip der Verbrennlichkeit folgen aus einigen neuen Analo- gieen, auf welche die elektrisch-chemische Wis- senschaft uns führt.

Ist nämlich in dem Ammoniak-Amalgam Was- serstoff vorhanden, wie wir ihn darin erkannt ha- ben, so leitet uns die Gegenwart desselben in einer metallischen Verbindung sehr natürlich auf die Ver- muthung, dass er sich auch in den andern Metallen finde; und in den elektrischen Kräften der ver- schiedenen Arten von Körpern kommen Umstände vor, welche diese Meinung auf alle verbrennliche Körper überhaupt ausdehnen. Der Sauerstoff ist der einzige uns bekannte Körper, der sich für ein wah-

*) Siehe den vorigen Band dieser *Annalen*, S. 159. Anm. *Gilbert.*

wahres Element nehmen läſst. Ihn zieht im elektriſchen Kreiſe die poſitive Oberfläche an, und alle zuſammen geſetzten, ihrer Natur nach bekannten, Körper, die von dieſer Oberfläche angezogen werden, enthalten eine beträchtliche Menge Sauerſtoff. Unter den Körpern, welche von der negativen Oberfläche angezogen werden, iſt der Waſſerſtoff der einzige, von dem ſich annehmen läſst, daſs er auf eine dem Sauerſtoff entgegen geſetzte Art wirkt. Sollten daher nicht alle verbrennlichen Körper, welche wir bisher für einfach gehalten haben, Waſſerſtoff, als gemeinſames Element, enthalten?

Wollte man dieſes darthun, ſo müſste man die Hypotheſe, daſs die Alkalien, die Erden und die Metalle immer zu derſelben Klaſſe von Körpern gehören, durch neue Verſuche beweiſen. Vom Platin bis zum *Kalium* findet ſich eine Folge regelmäſsiger Abſtufungen ſo wohl der phyſikaliſchen als der chemiſchen Eigenſchaften der Metalle, die wir wahrſcheinlich bis zum *Ammonium* ſich erſtrekken ſehen würden, wenn wir dieſen Körper unter einer beſtimmten Geſtalt darzuſtellen vermöchten. Platin und Gold ſind im ſpecifiſchen Gewichte, in der Oxydirbarkeit, und in ihren übrigen Eigenſchaften vom Arſenik, vom Eiſen, und vom Zinne mehr, als dieſe letztern vom *Barium* und *Strontium*, verſchieden. Die Erſcheinungen des Verbrennens ſind ferner bei allen oxydirbaren Metallen

ganz analog. Gerade ſo, wie der Arſenik beim Verbrennen in freier Luft zu einer Säure wird, wird dabei das Kalium zu einem Alkali, und das Kalcium zu einer Erde; und eben ſo, wie ſich das Osmium beim Verſchlucken von Sauerſtoff in eine flüchtige und ſcharfe Subſtanz verwandelt, geſtaltet das Ammonium-Amalgam ſich dabei um in flüchtiges Alkali. Nehmen wir daher an, daſs das Ammoniak ſich metalliſirt, indem es ſich mit Waſſerſtoff vereinigt und zugleich frei von Waſſer wird; ſo müſſen wir daſſelbe Raiſonnement auch auf die andern Metalle übertragen, nur mit der Abweichung, daſs die Adhärenz des Phlogiſtons oder Hydrogens in ihnen mit ihrer Anziehung zum Sauerſtoffe in umgekehrtem Verhältniſſe ſtehen, im Platin folglich mit der gröſsten, im *Ammonium* mit der kleinſten Kraft gebunden ſeyn muſs *). Sollte ſich daher das Phlogiſton oder der Waſſerſtoff von einigen Metallen, ohne Mitwirkung einer neuen Verbindung, in die es träte, trennen laſſen, ſo müſſen wir erwarten, daſs dieſes

*) Die gewöhnlichen Metalloxyde ſind ſpecifiſch leichter, Kali und Natron dagegen ſpecifiſch ſchwerer als ihre Baſen. Dieſes läſst ſich nach beiden Hypotheſen erklären, wenn die Dichtigkeit einer Verbindung, der Anziehung der Beſtandtheile zu einander proportional iſt. Es läſst ſich nicht annehmen, daſs das Platin den Sauerſtoff, bei ſeiner ſchwachen Verwandtſchaft zu demſelben, eben ſo feſt, als es das *Kalium* thut, binden könne; enthalten dagegen Platin und Kalium beide Waſſerſtoff als Beſtandtheil, ſo muſs dieſer vom Platin mit unendlich gröſserer Kraft, als vom Kalium, angezogen werden. Die Schwefelſäure

bei den flüchtigsten und oxydirbarsten Metallen, z. B. bei dem Arsenik oder bei den Metallen der feuerbeständigen Alkalien geschehen werde, wenn man sie unter den elektrischen Polaritäten, und von dem Drucke der Atmosphäre befreiet, in eine starke Hitze bringt.

Wie auch neue Entdeckungen über alles dieses entscheiden mögen, die angeführten Thatsachen werden uns wenigstens immer der Einsicht in die wahre Natur der Alkalien und der Erden näher gebracht haben. Es ist von diesen Körpern etwas abgesondert worden, das zu ihrem Gewichte beitrug; man halte dieses nun für Sauerstoff, oder für Wasser, immer ist der verbrennliche Körper weniger zusammen gesetzt, als die nicht-verbrennliche Substanz, welche durch sein Verbrennen entsteht.

Es lassen sich über die neuen elektrisch-chemischen Thatsachen neue Hypothesen erdenken, in denen man noch mit weniger Elementen als in der phlogistischen oder in der antiphlogistischen

ist specifisch leichter als der Schwefel, die Phosphorsäure dagegen, in welcher die Verwandtschaft viel größer ist, specifisch schwerer als der Phosphor. Das Zinnoxyd im Holzzinne aus Cornwallis steht dem Zinne nur sehr wenig an specifischem Gewichte nach, und in diesem Beispiele ist die metallische Basis verhältnißmäßig leichter und die Anziehung zum Sauerstoff größer; und in dem Falle, wenn das Metall sehr viel leichter, und die Anziehung zum Sauerstoffe größer ist, läßt sich voraus sagen, daß das Oxyd specifisch schwerer als seine Basis seyn wird. *Davy.*

Theorie zureicht. Gewiſſe elektriſche Zuſtände fallen immer mit gewiſſen chemiſchen Zuſtänden der Körper zuſammen. So zum Beiſpiel ſind die Säuren alleſammt negativ, die Alkalien poſitiv, und die verbrennlichen Körper ſehr ſtark poſitiv; und werden die Säuren poſitiv, oder die Alkalien negativ elektriſirt, ſo ſcheinen ſie (wie ich gezeigt habe) alle ihre eigenthümlichen Eigenſchaften und ihre Kräfte zur Vereinigung, während dieſes Zuſtandes, zu verlieren. In dieſen Beiſpielen zeigen ſich die chemiſchen Eigenſchaften abhängig von den elektriſchen Kräften; es iſt ſelbſt nicht unmöglich, daſs dieſelbe Art von Materie, wenn ſie mit verſchiedenen elektriſchen Kräften begabt iſt, unter verſchiedenen chemiſchen Geſtalten ſich zeige *).

*) Siehe meine Baker'ſche Vorleſung auf das Jahr 1806 (dieſe *Annalen*, B. XXVIII, S. 38). Das Amalgam aus dem Ammoniak hat ſo wohl in der phlogiſtiſchen als in der antiphlogiſtiſchen Theorie groſse Schwierigkeiten. In der phlogiſtiſchen Hypetheſe müſsten wir annehmen, der Stickſtoff werde, wenn er ſich mit dem vierten Theil ſeines Gewichts an Waſſerſtoff verbindet, zu einem Alkali, und wenn er ſich noch mit einem Zwölftel Waſſerſtoff mehr verbindet, zu einer Säure. In der antiphlogiſtiſchen Theorie müſſen wir behaupten, daſs, ungeachtet der Stickſtoff zum Sauerſtoffe eine kleinere Verwandtſchaft als der Waſſerſtoff hat, doch eine Verbindung aus Waſſerſtoff und Stickſtoff das Waſſer zu zerſetzen vermag. Die erſte Behauptung iſt jedoch weit mehr im Widerſpruche mit der gewöhnlichen Verkettung der chemiſchen Thatſachen, als die zweite, bei der ſich zwar die Schwierigkeit nicht ganz wegräumen läſst. Denn auch die Legierungen und die Verbindungen verbrennlicher Körper

Ich theile diese Ideen hier mit, ohne doch einen grossen Werth auf sie zu legen. Noch ist die Chemie nicht reif genug zu Untersuchungen dieser Art; die feinsten Kräfte der Natur haben wir kaum angefangen wahrzunehmen, und die allgemeinen Ansichten über sie beruhen noch auf einer sehr schwachen und unvollkommenen Grundlage. Welches Schicksal indess auch der speculative Theil dieser Untersuchung haben mag, so sind doch, wie ich hoffe, die Thatsachen, welche ich hier bekannt gemacht habe, mehrerer Anwendungen fähig, und es werden aus ihnen einige Naturerscheinungen sich erklären lassen.

Die Metalle der Erden können nicht an der Oberfläche unsers Erdkörpers bestehen; es wäre aber wohl möglich, dass sie sich im Innern dessel-

mit einander sind oxydirbarer, als die einfachen Substanzen, aus denen sie bestehen. Schwefel-Eisen zersetzt das Wasser in den gewöhnlichen Temperaturen mit Leichtigkeit, während unter gleichen Umständen der Schwefel gar keine, und Eisen nur eine sehr geringe Wirkung auf das Wasser hat. Die Verbindung aus Phosphor und Wasserstoff ist leichter entzündlich, als jeder ihrer beiden Bestandtheile einzeln. Aus einer Theorie über den Einfluss der elektrischen Kräfte auf die chemischen Formen der Materien, würden sich die Thatsachen, welche das *Ammonium* betreffen, leichter auflösen lassen. Man könnte in einer solchen neuen Theorie das *Ammonium* für einen einfachen Körper nehmen, der in Verbindung mit verschiedenen Mengen von Wasser und in verschiedenen elektrischen Zuständen Stickstoff, Ammoniak, atmosphärische Luft, oxydirtes Stickgas, Salpetergas, und Salpetersäure bilde. Wasser müsste nach dieser Theorie ein wesentlicher Bestandtheil aller Gasarten seyn, doch würde die elektrische

ben fänden; und wäre das der Fall, so liesse sich darauf eine Theorie der vulkanischen Phänomene, der Lava und des Ursprungs und der Wirkungen des unterirdischen Feuers *), vielleicht selbst eine allgemeine geologische Hypothese gründen.

Das Leuchten der Meteore, die sich bei Steinregen zeigen, ist einer der sonderbarsten Umstände dieser bewundernswürdigen Phänomene. Dieses Leuchten würde sich erklären lassen, wenn man annähme, dass die Massen, welche aus der

Beschaffenheit desselben im Sauerstoff-Gas und im Wasserstoff-Gas wahrscheinlich *der* entgegen gesetzt seyn müssen, welche Herr Ritter und einige englische Chemiker angenommen haben. Positiv elektrisirtes Wasser würde nämlich Wasserstoff-Gas, negativ elektrisirtes Sauerstoff-Gas seyn müssen; und so wie bei den physikalischen Versuchen über die Temperaturen, aus Eis und Dampf, durch Compensation der Wärme, Wasser entsteht, so würden bei den chemischen Versuchen über die Erzeugung des Wassers, die positive Elektricität des Wasserstoff-Gas und die negative des Sauerstoff-Gas sich in gewissen Verhältnissen einander aufheben, und bloss Wasser das Resultat seyn. Doch man nehme nun das *Ammonium* in einer solchen Theorie für einfach oder für zusammen gesetzt, immer wird man die Anziehung desselben zum Sauerstoffe dem stark positiv-elektrischen Zustande des Ammoniums zuschreiben müssen, welcher sich durch das mächtige Bestreben desselben, sich in dem Volta'schen Kreise nach der negativen Oberfläche hin zu begeben, äussert. *Davy.*

*) Nehmen wir an, dass im Innern der Erde die Metalle der Erden und der Alkalien, verbunden mit den gewöhnlichen Metallen, in grosser Menge vorhanden sind, so wird, wenn sie zufällig mit Luft oder mit Wasser in Berührung kommen, ein unterirdisches Feuer, und als Produkt eine erdige oder steinige Masse entstehen, die den Laven analog ist. *Davy.*

Luft herab fallen, in unſere Atmoſphäre im metalliſchen Zuſtande eintreten, und daſs die Erden, aus denen ſie gröſsten Theils beſtehen, durch Verbrennen erzeugt werden. Doch hängt dieſe Idee nur ſehr loſe mit dem Urſprunge oder den Urſachen dieſer Phänomene zuſammen.

ZUSATZ

über einige Bemerkungen der HH. Gay-Luſſac *und* Thenard, *und ob das Kalium aus Kali und Waſſerſtoff beſteht* *).

Nachdem ich die Thatſachen, von welchen der gegenwärtige Auſſatz handelt, der königlichen Geſellſchaft der Wiſſenſchaften ſchon vorgelegt hatte, fand ich in einem Blatte des *Moniteurs* (Jahr 1808, Nr. 148.), das ich ſo eben erhalte, die Beſchreibung einiger ſehr merkwürdigen Verſuche der HH. Gay-Luſſac und Thenard, aus deren einem dieſe Naturforſcher ſchlieſsen, „das „*Kalium* ſcheine nichts anders als eine Verbindung „von Kali mit Waſſerſtoff zu ſeyn" **). Als ſie nämlich Kalium mit Ammoniak-Gas erhitzten, wurde dieſes Gas verſchluckt, und es entband ſich ein Volumen Waſſerſtoff-Gas, welches $\frac{2}{3}$ von dem

*) In dem Originale iſt das, was ich hier als Zuſatz herſetze, eine unter dem Texte fortlaufende Anmerkung. *Gilbert.*

**) Dieſe Notiz aus dem *Moniteur* vom 27. Mai 1808 habe ich dem Leſer dieſer *Annalen* im Juni-Stücke 1808 (B. XXIX, S. 135) und vervollſtändigt im 5. Stücke, 1809 (*Neue Folge*, B. II, S. 23) mitgetheilt; die angef. Stelle S. 36. *Gilb.*

anfänglichen Volumen des Ammoniak-Gas betrug; das Kalium nahm dabei eine grau-grüne Farbe an, und als es darauf ſtark erhitzt wurde, entband ſich daraus noch $\frac{2}{5}$ der anfänglichen Menge des Ammoniak-Gas und ſo viel Waſſerſtoff-Gas und Stickgas, als $\frac{1}{5}$ oder etwas mehr des Ammoniak-Gas entſprach; als ſie endlich Waſſer hinzu ſteigen lieſsen und aufs Neue ſtarke Hitze gaben, erhielten ſie den Ueberreſt des Ammoniak-Gas, und als Rückſtand nichts als Kali.

Die Erſcheinungen bei dieſen zuſammen geſetzten Proceſſen laſſen ſich eben ſo gut erklären, wenn man annimmt, das Kalium ſey einfach, als aus der Vorausſetzung, es ſey ein zuſammen geſetzter Körper; und überlegt man die Thatſachen, welche ich in der gegenwärtigen und in meiner vorjährigen Abhandlung bekannt gemacht habe, ſo kann man unmöglich die Anſicht billigen, welche dieſe ausgezeichneten Chemiker in ihrer Notiz aufgefaſst haben.

Das Kali hat keine Verwandtſchaft zum Ammoniak; davon habe ich mich durch zahlreiche Verſuche überzeugt; und es verſchluckt das Ammoniak-Gas nicht, wenn man ſie mit einander erhitzt. Und doch würde nach ihrer Theorie dieſes Gas, welches keine Verwandtſchaft zum Kali hat, einen andern Körper davon abſcheiden, der innig mit dem Kali vereinigt iſt, und ſich auf keine andere Art davon trennen lieſse; dieſes iſt in der That nicht zu begreifen.

Ein Theil des Wafferftoff-Gas, das fich in ihrem Verfuche entband, kann von dem Waffer herrühren, welches in dem Ammoniak-Gas enthalten war; doch bei weitem nicht alles, weil man fonft annehmen müfste, das Ammoniak-Gas enthalte über die Hälfte feines Gewichts an Waffer. Man fieht aber nicht, warum das Wafferftoff-Gas nicht alles durch Zerfetzung des Ammoniaks follte entftanden feyn können. Das *Kalium* kann im erften Grade von Oxygenation zum Stickftoffe Verwandtfchaft haben; oder es kann in dem Augenblicke, wenn es mit dem Ammoniak in Verbindung tritt, von diefem letztern einen Antheil Wafferftoff-Gas abfcheiden; und da alles Ammoniak fich nicht anders wieder erzeugen läfst, als wenn Waffer mit einwirkt, fo kann vielleicht das Waffer den übrig bleibenden Elementen des Ammoniaks den Wafferftoff und etwas Sauerftoff, und dem *Kalium* den übrigen Sauerftoff zuführen.

Bevor man endlich fchliefsen darf, dafs in diefem Verfuche eine metallifche Subftanz zerfetzt worden fey, müfste bewiefen werden, dafs der Stickftoff keine Veränderung erlitten habe.

Blofses Kali mit Wafferftoff verbunden kann das *Kalium* nicht feyn. Diefes glaube ich durch einen Verfuch darthun zu können, zu dem ich durch die wichtige Thatfache veranlafst worden bin, dafs das *Kali fich durch Eifen zerfetzen läfst*, durch ein Verfahren, welches die HH. Gay-Luffac und Thenard umftändlich befchrieben haben.

Ich erhielt 1 Unze Kali einige Zeit lang im Glühen in einer eisernen Röhre, die sich in einem Flintenlaufe befand, in welchem zugleich $1\frac{1}{2}$ Unzen Eisen-Drehspäne bis zum Glühen erhitzt wurden. Als ich den Draht zurück zog, welcher die Röhre verstopfte, die das Kali enthielt, und nun das Alkali mit dem Metall in eine freie Verbindung trat, entwickelte sich, so bald beide mit einander in Berührung kamen, ein gasförmiger Körper. Diesen fing ich in einem schicklichen Apparate auf; und ob gleich sich etwas in der Luft verlor, während er durch das Kali hindurch ging, so erhielt ich doch davon beinahe einen halben Kubikfuſs. Die Prüfung zeigte, daſs es Wasserstoff-Gas war. In der Röhre fanden sich zwei Produkte: *erstens*, wenige Gran *Kalium*, das mit etwas Eisen verbunden war, und sich während der Operation sublimirt hatte; und *zweitens* eine weiſse, feuerbeständige, metallische Substanz, welche aus einer Legierung von Eisen mit *Kalium* bestand. Das erste dieser Produkte entzündete sich, als ich es auf Wasser warf, und glich in seinen Eigenschaften dem reinen *Kalium*, nur daſs es ein gröſseres specifisches Gewicht und eine minder glänzende Farbe hatte, und beim Anlaufen in der Luft einen viel dunkleren Teint als das reine *Kalium* annahm.

Das glühend geschmelzte Kali ist die reinste Form, unter der wir dieses Alkali kennen. Diesem Versuche zu Folge würden wir aber, der Theo-

rie der HH. Gay-Luſſac und Thenard gemäſs, annehmen müſſen, daſs dieſes Kali noch Waſſer enthält, und zwar in ſolcher Menge, daſs ſich daraus Waſſerſtoff genug entbinden konnte, um das Kali (nach ihnen) zu metalliſiren und noch in Menge als freies Waſſerſtoff-Gas zu entweichen. Das trockene Kali, wie wir es uns durch unſere Proceſſe verſchaffen, müſste alſo ihrer Theorie zu Folge ein zuſammen geſetzter Körper ſeyn, der eine bedeutende Menge von einer Materie enthielte, die Waſſerſtoff herzugeben vermag; und was die Form und die Eigenſchaften betrifft, die es haben würde, wäre es nicht mit dieſer Materie verbunden, ſo könnten wir darüber gar nicht urtheilen; dieſe Frage käme daher wieder auf die vorhin behandelte allgemeine Frage zurück *).

Ich finde, daſs das *Kalium*, in den elektriſchen Verſuchen, das Produkt des trockenen geglüheten Kali's ſeyn kann, und daſs umgekehrt das Produkt des Verbrennens des *Kalium* in Sauerſtoff-Gas ein ſo trockenes Alkali iſt, daſs eine ſtarke Erhitzung und ein Aufkochen entſteht, wenn man Waſſer hinzu bringt.

In dem Verſuche der HH. Gay-Luſſac und Thenard über die Einwirkung des *Kaliums* auf

*) Daſs ſeitdem Herr d'Arcet, der Sohn, dargethan hat, daſs wirklich das nach Berthollet's Art bereitete, glühend geſchmelzte, Kali eine bedeutende Menge (über ein Viertel ſeines Gewichts) eines fremden Körpers, der höchſt wahrſcheinlich nichts anders als *Waſſer* iſt, enthalte, — wiſſen die Leſer aus dem vorigen Bande dieſer *Annalen*, St. 5, S. 40. Gilbert.

Ammoniak-Gas find die Menge des in der erften Operation entbundenen Wafferftoff-Gas, und die Menge des Wafferftoff-Gas, welche in dem in der zweiten Operation entbundenen Ammoniak-Gas enthalten ift, zufammen genommen genau der Menge von Wafferftoff gleich, welche in dem Anfangs vorhandenen Ammoniak-Gas als Beftandtheil vorhanden war. Aber es fehlt an einem Beweife, dafs hierbei das Wafferftoff-Gas aus dem *Kalium* entbunden wird; denn weder das verfchwundene Ammoniak wird wieder erzeugt, noch wird das Kali anders als durch Zerfetzung einer Subftanz gebildet, die in ihrer Mifchung Sauerftoff und Wafferftoff enthält; und wenn Kalium, Ammoniak, und Waffer hierbei auf einander einwirken, fo mufs das Refultat natürlich Kali, Ammoniak, und eine Menge von Wafferftoff-Gas, der gleich feyn, welche durch die blofse Einwirkung des Waffers auf das *Kalium* entbunden wird, welches wirklich, der Angabe nach, Statt finden foll.

In Ermangelung anderer Beweife läfst fich noch anführen, dafs die chemifchen Eigenfchaften des *Kaliums* fo wefentlich von denen verfchieden find, welche man von einer Verbindung von Kali mit Wafferftoff erwarten follte, dafs dadurch die Frage faft allein fchon entfchieden wird. Das *Kalium* wirkt weit heftiger als das Kali auf Waffer, und es findet dabei eine weit gröfsere Erhitzung Statt; wäre aber Kalium aus Kali und Wafferftoff zufammen gefetzt, fo müfste die Verwandtfchaft

des Kali zum Waſſer durch dieſe Verbindung, in der es ſteht, geſchwächt werden, auch die Erhitzung kleiner ſeyn, da das Waſſerſtoff-Gas Wärme mit fort führt. Das *Kalium* brennt im kohlenſauren Gas, und ſchlägt daraus den Kohlenſtoff nieder; Waſſerſtoff-Gas, das mit kohlenſaurem Gas elektriſirt wird, verwandelt dagegen dieſes in gasförmiges Kohlenſtoff-Oxyd. — Das Kali hat eine ſehr kleine Verwandtſchaft zum Phosphor, und gar keine zum Arſenik; und doch äuſsert, nach den Verſuchen der HH. Gay-Luſſac und Thenard, das *Kalium* eine ſo groſse Verwandtſchaft auf beide, daſs es das Phosphor-Waſſerſtoff-Gas und das Arſenik-Waſſerſtoff-Gas zerſetzt, und zwar das erſtere unter Entzündung; wie ſoll aber Waſſerſtoff unter einer Form, von Waſſerſtoff unter einer andern Form, Phosphor oder Arſenik trennen können?

Lieſse ſich der Verſuch der HH. Gay-Luſſac und Thenard allein aus der Annahme erklären, daſs der Waſſerſtoff aus dem *Kalium* herrührt, ſo würde dieſe Thatſache ein wichtiges Zeugniſs für die Theorie des Phlogiſtons abgeben. Doch würde ſie immer nicht darthun, daſs das *Kalium* aus Waſſerſtoff und Kali zuſammen geſetzt iſt, ſondern nur, daſs es aus Waſſerſtoff und aus einer unbekannten Baſis beſteht, und daſs das Kali eine Verbindung dieſer Baſis mit Waſſer iſt.

[Das Folgende war in dem gedruckten Exemplare, welches Herr Davy von ſeiner Abhandlung

nach Frankreich geschickt hat, mit der Feder beigeschrieben.]

Seit dem ich dieses geschrieben habe, ist die gegenseitige Einwirkung des *Kaliums* und des *Ammoniaks* auf einander, unter abgeänderten Umständen, von mir untersucht worden. Wenn man den Versuch unter Berührung mit Platin *), und so, dass alle Feuchtigkeit ausgeschlossen ist, anstellt, so reproducirt sich kaum ein wenig Ammoniak, und durch Destillation in einer sehr starken Hitze erhält man etwas mehr als die Hälfte des Wasserstoffs und des Stickstoffs, die in der Zusammensetzung geblieben waren. Es zeigt sich dann in diesem Versuche ein Verlust an Stickstoff; und statt dieses Stickstoffs läſst sich nichts finden, es sey denn Sauerstoff, der sich mit dem Kalium verbunden habe, und ein wenig Wasserstoff.

Ich bin durch zahlreiche Versuche, die mich beinahe vier Monathe beschäftigt haben, auf eine sehr starke und erstaunende Folgerung geführt worden, der ich so lange als möglich widerstanden habe: dass nämlich Ammoniak und Wasser aus einerlei *ponderabler* Materie bestehen; und dass ihre eigenthümlichen Formen und die Formen der Gasarten, welche sie hergeben (des Sauerstoffgas und Wasserstoffgas, Stickgas und der Zusammensetzungen aus Stickstoff und Sauerstoff) auf elektrischen Kräften oder *imponderabeln* Wirkungsmitteln beruhen.

*) *Par le contact du Platine;* das heiſst wahrscheinlich so, daſs beide Körper bloſs mit Platin in Berührung sind. *Gilbert.*

II.

Zwei Berichte
des Herrn
La Place.

Als Einleitung zu dem folgenden Auffatze.

Frei überfetzt von Gilbert *).

1. *Ueber das fcheinbare Anziehen und Zurückftofsen, welches fich bei kleinen Körpern zeigt, die auf der Oberfläche eines Flüffigen fchwimmen.*

Ich habe in meiner Theorie der Haarröhren-Kraft der Analyfe den Fall unterworfen, wenn zwei fenkrechte und parallele, einander fehr nahe, Platten, die mit ihren untern Enden in eine Flüffigkeit eingetaucht find, einander anziehen. Ich habe gezeigt, dafs, wenn diefe Platten von gleicher Materie find, die Haarröhren-Kraft fie einander zu nähern ftrebt, gleich viel, ob das Flüffige in der

*) Herr La Place hat den erften diefer Berichte am 29. Sept. und den zweiten am 24. Novemb. 1806 in der erften Klaffe des National-Inftituts vorgelefen. Beide übertrage ich hierher aus dem *Journ. de Phyf.* 1806, t. 2, als eine zweckmäfsige, populäre und doch ziemlich umftändliche, Einleitung zu dem dritten Haupttheile feiner Unterfuchungen über die haarröhren-artigen Erfcheinungen.
Gilbert.

Berührung mit ihnen angehoben oder herab gedrückt wird, wie das erstere bei Elfenbein-Platten, das zweite bei den Blättchen des venetianischen Talks geschieht, wenn man sie in Wasser taucht; letztere, die sich fettartig anfühlen lassen, werden vom Wasser nicht genäßt. Die beiden Platten erleiden unter diesen Umständen jede einen Druck nach der andern zuwärts, der sich folgender Massen bestimmen läßt. Das Flüssige wird an den beiden entgegen gesetzten Oberflächen jeder dieser Platten angehoben oder herab gedrückt, und zwar so, daß die obersten der angehobenen oder die tiefsten der herab gedrückten Theile in gerader und horizontaler Linie liegen. Sind die Platten einander sehr nahe, so wird das Flüssige an der innern Seite, die sie einander zuwenden, stärker als an der äusseren angehoben oder herab gedrückt. „Nun denke man sich ein Parallelepipedum des Flüssigen, das zur Grundfläche den Flächenraum hat, der zwischen jenen beiden Horizontallinien liegt, welche durch die Grenzen der Anhebung oder des Niederdrükkens an beiden Seitenflächen gehen, und dessen Höhe gleich ist der halben Summe der Größen, um welche das Flüssige an der innern und an der äussern Seite jeder Platte über das Niveau erhoben oder unter dasselbe herab gedrückt ist. Das Gewicht eines solchen Parallelepipedums des Flüssigen ist dem Drucke gleich, der jede der Platten nach der andern zu treibt." Dieses Theorem lehrt uns die wahre Ursache der scheinbaren Anziehung ken-

kennen, die ſich zwiſchen ſchwimmenden Körpern zeigt, wenn das Flüſſige in der Berührung mit ihnen angehoben oder herab gedrückt wird.

Nun aber lehrt uns die Erfahrung, daſs dieſe Körper einander abſtoſsen, wenn der Eine das Flüſſige anhebt, indeſs der Andere es herab drückt. Ich habe meine Analyſe auf dieſes ſcheinbare Abſtoſsen angewendet, und ſie hat mich zu folgenden Reſultaten geführt, welche die Theorie der Haarröhren-Kraft vervollſtändigen, und von denen ich geglaubt habe, daſs ſie die mathematiſchen Phyſiker intereſſiren werden.

Die beiden Platten mögen wieder ſenkrecht und mit einander parallel ſeyn, und das in allen Entfernungen bleiben. Man denke ſich den Durchſchnitt, den eine auf beide ſenkrecht ſtehende Vertikal-Ebene mit der Oberfläche des Flüſſigen zwiſchen beiden Platten macht. Dieſe Durchſchnittslinie hat einen Wendungspunkt, wenn beide Platten einige Centimeter von einander entfernt ſind. Nähert man ſie einander, ſo rückt der Wendungspunkt weiter nach einer von ihnen hin; und zwar nach der Platte, welche das Flüſſige herab drückt, im Fall an den äuſseren Seiten das Flüſſige mehr angehoben als herab gedrückt iſt; dagegen nach der, welche das Flüſſige anhebt, im umgekehrten Falle. Immer bleibt der Wendungspunkt in dem Niveau des Flüſſigen, welches ſich in dem Gefäſse befindet, in das die Platten eingetaucht ſind, und immer ſteht das Flüſſige an der innern Seite

fläche der näſsbaren Platte befeuchtet iſt, die beiden Platten ſich in einer ſehr merkbaren und gröſsern Entfernung, als zuvor, anziehen werden. Man darf alſo nicht ſagen, daſs zwei Platten, von denen die eine näſsbar iſt, die andere nicht, ſich immer zurück ſtoſsen werden. Es tritt hier etwas Aehnliches ein, als bei zwei Kugeln, die gleichartig elektriſirt ſind, und ſich dennoch anziehen, wenn man die Intenſität ihrer Elektricitäten und ihre Entfernung danach abändert.

Das Beſtreben, welches die beiden Platten zeigen, ſich eine der andern zu nähern, und ihr gegenſeitiges Abſtoſsen, laſſen ſich vermöge der beiden folgenden Theoreme ſchätzen.

Aus welcher Materie auch die beiden Platten beſtehen, immer ſtrebt die eine zur andern hin mit einer Kraft, welche gleich iſt dem Gewichte eines Parallelepipedons des Flüſſigen, das zur Länge die Länge der Platte in horizontaler Richtung, zur Breite die halbe Summe der Höhen hat, um welche das Flüſſige an der innern und an der äuſsern Seite der Platte über das Niveau angehoben iſt; und zur Höhe die Differenz dieſer beiden Anhebungen. Vertiefung über dem Niveau muſs man hierbei für negative Anhebung nehmen. Iſt das Produkt jener drei Gröſsen negativ, ſo tritt ſtatt Anziehung Zurückſtoſsung ein.

Sind die Platten einander ſehr nahe, ſo iſt die Höhe, um welche das Flüſſige zwiſchen ihnen

angehoben ist, ihrem Abstande von einander verkehrt proportional, und gleich der halben Summe der Anhebungen, die Statt finden würden, wenn die beiden Platten ein Mahl aus der Materie der ersten, und das zweite Mahl aus der Materie der andern Platte beständen. Auch hier muss man die Anhebung negativ setzen, wenn statt ihrer Vertiefung Statt findet.

Man sieht aus diesen Theoremen, dass die abstossende Kraft im Allgemeinen sehr viel schwächer als die anziehende Kraft ist, die sich, wenn die Platten einander sehr nahe sind, entwickelt, und sie dann mit beschleunigter Bewegung eine zur andern führt. In diesem Falle ist die Anhebung des Flüssigen zwischen den beiden Ebenen im Vergleiche mit der an der äussern Seite derselben sehr gross, und man kann daher das Quadrat der letztern Anhebung im Vergleiche mit dem Quadrate der erstern vernachlässigen. Das Parallelepipedon des Flüssigen, dessen Gewicht, zu Folge des ersten Theorems, das Bestreben einer Platte nach der andern hinwärts misst, lässt sich dann ausdrucken durch das Produkt aus dem Quadrate der Anhebung des Flüssigen zwischen beiden Platten, in die halbe Länge der Platte in horizontaler Richtung. Und da diese Anhebung, dem zweiten Theoreme zu Folge, dem Abstande der beiden Platten von einander verkehrt proportional ist; so wird dieses Parallepipedon der horizontalen Länge der Platte, dividirt durch das Quadrat der Entfer-

[illegible] einander, proportio-
fläch[illegible]
de[illegible], in wie weit die Re-
s[illegible] der Natur entsprechen,
M[illegible] Absicht Herrn Hauy, eini-
[illegible] Gegenstand, der eben
[illegible] würdig ist, anzustellen. Er
[illegible] alyse völlig mit der Erfahrung
[illegible] und mit besonderer Sorgfalt be-
[illegible] die sonderbare Verwandlung der
[illegible] Abstossung bei zunehmender Entfer-

[illegible] *die Adhäsion der Körper an der Oberfläche von Flüssigkeiten.*

Man hatte eine grosse Menge von Versuchen [illegible] die Adhäsion der Körper an der Oberfläche [illegible] Flüssigkeiten angestellt, ohne geahndet zu haben, dass diese Adhäsion eine Wirkung der Haarröhren-Kraft sey. So viel ich weiss, ist Herr Thomas Young der Erste, der diese scharfsinnige Bemerkung gemacht hat *). Als ich meine Analyse auf diese Versuche anwendete, fand sich, dass sie sie so genau darstellt, als es bei so feinen Versuchen, die nicht immer unter einander selbst überein stimmen, nur immer zu erwarten war. Da die Erscheinungen, welche von der Haarröhren-

*) In den *Philosophical Transact. of the Roy. Soc. of London*, 1806.

hren, jetzt auf eine mathematifche
geführt find, fo fehlt es diefem in-
der Phyfik nur noch an einer
he, in welcher man alles,
Kraft ftören kann, forg-

[illegible]

nifs fehr genauer Verfuche wird
rer, je vollkommener die Wiffen-
rden. Eben fo fehr, als den grofsen
ungen in der Mechanik und der Analyfe,
wir der Erfindung des Fernrohrs und des
odels die unermefslichen Fortfchritte der Aftro-
nomie zu verdanken. Man kann daher die Phy-
fiker nicht oft genug anmahnen, den Refultaten
ihrer Verfuche die gröfste mögliche Präcifion zu
geben; und man kann einen gefchickten Künftler,
der fich der Vervollkommnung der wiffenfchaftli-
chen Inftrumente widmet, nicht Aufmunterung
genug zukommen laffen. Ein fchlecht angeftellter
Verfuch ift mehrmahls die Urfache vieler Irrthümer
geworden; indefs ein gut gemachter Verfuch für
immer befteht, und vielleicht zu einer Quelle von
Entdeckungen wird. Man fufst auf ihn mit Si-
cherheit. Aber der vorfichtige Phyfiker hält es
für feine Pflicht, die Refultate derjenigen Verfu-
che felbft zu prüfen, die von Beobachtern herrüh-
ren, welche noch keinen gegründeten Ruhm der
Genauigkeit erworben haben.

Wenn man mit der Oberfläche von Waffer,
das in einem weiten Gefäfse ruhig fteht, eine Glas-

nung der beiden [illegible] und fie wieder
nal feyn. [illegible] man einen defto grö-
Ich wünfch[illegible] die Fläche der Scheibe
fultate aus [illegible] erhebt man zu glei-
und erfuch[illegible] gel des Waffers eine Waf-
ge Verfuch[illegible] an ihrem Umfange ver-
fo delikat [illegible] wie ein Rollenhals) geftaltet
fand, da[illegible] Grundfläche verbreitet fich unbe-
überein[illegible] Wafferfläche; weiter herauf zieht
währ[illegible] bis auf etwa fieben Zehntel ihrer
Anzie[illegible] erweitert fie fich wieder und bedeckt
nung [illegible] che der Glasfcheibe mit ihrer obern
[illegible] Ihr Volumen läfst fich durch folgen-
[illegible]ung beftimmen.

[illegible]an denke fich in dem Innern diefer Waffer-
[illegible] einen fehr kleinen Kanal, der in der Ebene
[illegible] gröfsten Verengerung in horizontaler Lage
[illegible]ngt, fich dann herabwärts krümmt, fenkrecht
[illegible] zum Niveau des Waffers im Gefäfse herab geht,
und hier wieder horizontal wird. Es fällt in die
Augen, dafs, wenn jene Wafferfäule im Gleichgewichte ift, die Haarröhren-Kraft, welche von der Geftalt der Oberfläche des Waffers herrührt, dem Gewichte des Waffers in dem fenkrechten Arme des Kanals gleich feyn mufs. Wird die Scheibe höher angehoben, fo erhält diefes Gewicht die Oberhand über die Haarröhren-Kraft, und nun trennt fich die Wafferfäule von der Scheibe. Das Gewicht der Wafferfäule, die bei diefem Zuftande des Gleichgewichts angehoben ift, dient folglich dem Wider-

stande, der sich beim Losreissen der Scheibe äusert, zum Masse. Die Analyse lehrt, dass, wenn die Scheibe einen beträchtlichen Durchmesser hat, (das heisst, von 0,03 Meter und mehr) dieses Gewicht dem eines Wassercylinders gleich ist, der die Oberfläche der Scheibe zur Grundfläche hat, und dessen Höhe, in Millimeter ausgedruckt, gleich ist der Quadratwurzel der in Millimeter gegebenen Höhe, bis zu welcher Wasser in einer Haarröhre aus derselben Glasart, von 1 Millimeter Weite, ansteigt. Die untere Fläche der Scheibe ist eine berührende Ebene für die Oberfläche des Wassers; wenn statt dessen diese beiden Oberflächen einander schnitten, so müsste diese Zahl noch mit dem Cosinus des halben spitzen Winkels, unter dem beide sich schneiden, multiplicirt, und mit der Quadratwurzel des Cosinus dieses ganzen Winkels dividirt werden.

Wenn das Flüssige in einer Haarröhre, die aus derselben Materie als die Scheibe besteht, nicht angehoben, sondern nieder gedrückt wird, wie das bei Quecksilber und Glas der Fall ist, so hat die von der Scheibe angehobene Säule des Flüssigen nicht mehr die Gestalt eines Rollenhalses. Ihre untere Grundfläche verbreitet sich zwar noch ins Unbestimmte über das Flüssige, in der Höhe verengert sie sich aber fortdauernd, bis wo sie die Scheibe berührt. In dem Zustande des Gleichgewichts ist das Gewicht dieser Säule gleich dem eines Cylinders, der die Oberfläche der Scheibe zur

Grundfläche hat, und deſſen Höhe, in Millimeter ausgedruckt, gleich iſt der in Millimeter gegebenen Tiefe, bis zu welcher das Flüſſige in einem Haarrohre, aus derſelben Materie als die Scheibe, von 1 Millimeter Durchmeſſer, niedergedrückt wird, multiplicirt mit dem Sinus des halben ſpitzen Winkels, den die Oberfläche des Flüſſigen mit der Scheibe macht, und dividirt durch die Quadratwurzel des Coſinus deſſelben ganzen Winkels.

Iſt der Durchmeſſer der Scheibe kleiner als 0,03 Meter, ſo bedürfen dieſe Reſultate noch einer kleinen Correction, welche ich angegeben habe, und die ſich bei gröſsern Scheiben ohne merkbaren Fehler vernachläſſigen läſst.

Wir wollen uns eine Glasſcheibe von 0,1 Meter Durchmeſſer denken, und das, was uns die vorher gehenden Reſultate für ſie geben, mit der Erfahrung vergleichen. Da, zu Folge der Verſuche des Herrn Hauy (oben S. 97.), Waſſer in einer Haarröhre aus Glas, die 1 Millimeter weit iſt, zu einer Höhe von 13,569 Millimeter über das Niveau anſteigt, ſo würde, nach dem erſten der vorſtehenden Theoreme, eine Kraft von 28,931 Grammes erfordert werden, um jene Glasſcheibe von der Oberfläche des ruhig ſtehenden Waſſers los zu reiſsen. Hr. Achard fand bei ſeinen Verſuchen dieſe Kraft gleich 29,319 Grammes, welches nur ſehr wenig von dem Reſultate der Berechnung abweicht. Ueber die Kraft, welche nöthig iſt, um eine Glasſcheibe von Queckſilber los zu rei-

ſsen, hat man zwar auch einige Verſuche; um ſie mit der Theorie vergleichen zu können, müſste man indeſs den Winkel kennen, den das Queckſilber mit dem Glaſe macht, da, wo es mit demſelben in Berührung kommt. Aus einem recht genauen Verſuche dieſer Art würde ſich dieſer finden laſſen; er ſcheint 30 bis 40° zu betragen.

Legt man zwei Glasſcheiben, die man mit Waſſer genäſst hat, horizontal auf einander, ſo adhäriren ſie an einander mit einer beträchtlichen Kraft. Das Waſſer zwiſchen ihnen hat nun die Geſtalt einer an ihrem Umfange vertieften Rolle, und der kleinſte Krümmungshalbmeſſer der Oberfläche deſſelben iſt ſehr nahe gleich der halben Dicke der Waſſerſchicht. Vernachläſſigt man daher, wie das bei Scheiben von groſsem Durchmeſſer erlaubt iſt, ihren gröſsten Krümmungshalbmeſſer, ſo findet ſich der Widerſtand, der ſich beim Losreiſsen der Scheiben von einander äuſsert, gleich dem Gewichte eines Waſſercylinders, der die Oberfläche der Scheibe zur Grundfläche, und zu ſeiner Höhe die Höhe hat, bis zu welcher Waſſer zwiſchen zwei parallelen Ebenen anſteigt, deren Entfernung dem Abſtande der beiden Scheiben von einander gleich iſt. Hr. Guyton de Morveau hat einen Verſuch dieſer Art mit zwei Glasſcheiben von 81,21 Millimeter Durchmeſſer angeſtellt, und die Kraft, welche nöthig war, um ſie aus einander zu reiſsen, gleich 250,6 Grammes gefunden. Nach dem vorſtehenden Theoreme hätte ſie nur

Grundfläche hat, und deſſen Höhe, in Milli
ausgedruckt, gleich iſt der in Millimeter g
nen Tiefe, bis zu welcher das Flüſſige in
Haarrohre, aus derſelben Materie als die
von 1 Millimeter Durchmeſſer, niede
wird, multiplicirt mit dem Sinus des
zen Winkels, den die Oberfläche des
der Scheibe macht, und dividirt d
dratwurzel des Coſinus deſſelben ga

Iſt der Durchmeſſer der Sch ... berfläche
0,03 Meter, ſo bedürfen dieſe Re ... iſt das all-
kleinen Correction, welche ich ... rſcheinungen:
und die ſich bei gröſsern Schei ... üſſiges eintaucht,
ren Fehler vernachläſſigen läſst ... aft um ihn nieder-

Wir wollen uns eine Gl ... wird, ſo iſt der Ge-
ter Durchmeſſer denken, ... erſten Falle gröſser,
vorher gehenden Reſultate ... das Gewicht eines
Erfahrung vergleichen. ... m unter dem Niveau
che des Herrn Hauy (... örpers gleich iſt, und
einer Haarröhre aus G ... durch die Haarröhren-
iſt, zu einer Höhe von ... gedrückten oder ange-
Niveau anſteigt, ſo ... üſſigkeit." Iſt der feſte
vorſtehenden Theor ... ht, ſo verſchwindet alle
Grammes erforder ... und dieſes Princip verwan-
von der Oberfläch ... te hydroſtatiſche Geſetz.
los zu reiſsen. H
ſuchen dieſe Kr ... t, nach dieſer Stelle zu ur-
ches nur ſehr ... welche man in dem folgenden
nung abweich ... er angeſtellt zu haben, als Herr
iſt, um eine G ... ſchrieb. Von dem, was nun
... Herr La Place ſchon in dem zwei-
... S. 274) gehandelt. *Gilbert.*

darauf, dafs die
stehen-
at halten
hte Körper,
auf Koften fei-
te, die er durch
hervor bringt; und
ar, auf Koften feiner
das Gewicht des ange-
t. Die haarröhren-artige
n Falle den Körper anzuhe-
an der Oberfläche des Flüf-
ben, wenn er gleich fpecififch
üffige ift; im zweiten Falle ftrebt
n das Flüffige herab zu ziehen.
er, fehr feiner, Stahlcylinder, der
Firnifsüberzug oder durch eine dünne
um ihn her, gegen das Näffen durch
er gefchützt ift, bleibt auf diefe Art an
berfläche des Waffers fchweben und wird
Waffer getragen. Legt man zwei folche glei-
Stahlcylinder neben einander auf die Oberflä-
e von Waffer, fo dafs beide fich berühren, dafs
aber das Ende des einen über das des andern her-
aus reicht, fo fieht man fie fogleich neben einan-
der hingleiten, bis ihre Theilen neben einander
liegen. Der Grund davon fällt leicht in die Au-
gen. An den fich berührenden Theilen der beiden
Cylinder wird das Flüffige durch die Haarröhren-
Kraft tiefer, als an den andern Enden herab ge-
drückt. Die Bafis diefer letztern Theile wird folg-

lich ſtärker gedrückt als die Baſis der andern Theile, weil das Flüſſige dort höher ſteht; jeder der beiden Cylinder ſtrebt folglich mit dem andern immer mehr, ſeiner ganzen Länge nach in Berührung zu kommen. Da aber beſchleunigende Kräfte ein Syſtem von Körpern, das nicht im Gleichgewichte iſt, ſtets über die Lage des Gleichgewichts hinaus führen, ſo wird jeder der beiden Cylinder abwechſelnd mit dem einen Ende und dann wieder mit dem andern Ende über den andern Cylinder hinaus gehen; wegen des Widerſtandes, den ſie leiden, werden dieſe Oſcillationen immer ſchwächer, und wenn ſie endlich ganz aufhören, ſo liegen die Enden der beiden Cylinder neben einander. Dieſe Oſcillationen lieſsen ſich durch die Analyſis beſtimmen, und man könnte dann auch bei dieſem Gegenſtande die Theorie der Haarröhren-Kraft mit den Verſuchen zuſammen halten. Solche Vergleichungen ſind die wahren Prüfſteine der Theorieen, die nur dann nichts mehr zu wünſchen übrig laſſen, wenn man mittelſt ihrer alle Wirkungen, die unter gegebenen Umſtänden erfolgen müſſen, vorher ſagen und ſie zugleich ihrer Gröſse nach genau beſtimmen kann.

* * *

Betrachtet man das Ganze der haarröhren-artigen Erſcheinungen, und überlegt man die Abhängigkeit aller von dem einzigen Principe, daſs die Anziehung der kleinſten Körpertheilchen ausnehmend ſchnell abnimmt, wenn die Entfernung bis

zum Merkbarwerden zunimmt; so ist es unmöglich, an der Wahrheit dieses Princips zu zweifeln. Diese Anziehung ist die Ursache der chemischen Verwandtschaften. Sie ist nicht bloss auf die Oberfläche der Körper eingeschränkt, sondern dringt in ihr Inneres bis auf eine Weite ein, die zwar für unsere Sinne nicht mehr wahrnehmbar ist, in dem Spiele der Verwandtschaften sich aber sehr merkbar äussert. Sie ist es, auf welche der Einfluss der Massen bei den Verwandtschaften beruht, welche Hr. Berthollet auf eine so neue und glückliche Art nachgewiesen hat. In Verbindung mit der Figur der haarröhren-artigen Räume bewirkt sie eine kaum zu zählende Menge von Erscheinungen, die jetzt, eben so gut als die Erscheinungen an dem Himmel, unter das Gebiet der Analyse gehören. Die Theorie dieser haarröhren-artigen Erscheinungen ist der Punkt der Physik und Chemie, die sich am innigsten berühren; zwei Wissenschaften, die jetzt überhaupt so in einander greifen, dass man die eine mit keinem grossen Erfolge bearbeiten kann, wenn man nicht zugleich die andere ergründet hat. Die Aehnlichkeit der Figur der durch die Haarröhren Kraft angehobenen, herab gedrückten, oder abgerundeten Flüssigkeiten, mit Oberflächen, welche durch die Curven erzeugt werden, die unter dem Namen der *Kettenlinie*, der *Lintearea* und der *Elastica* bekannt sind, und mit denen die Geometer sich beim Entstehen der Infinitesimal-Rechnung beschäftigten, hat einige Physiker auf den Gedanken geführt, es möchten wohl auch die

lich ſtärker [illegible] [illegible]förmig geſpannt
Theile, weil [illegible] Oberflächen. Seg-
der beiden [illegible] zuerſt gehabt zu ha-
dern imm[illegible] daſs dieſes nur eine Fic-
rührung [illegible] diene, die Wirkungen ei-
Kräfte [illegible] [illegible]nden Anziehung zwiſchen
Gleich[illegible] [illegible]rper darzuſtellen, und dieſer
gewich[illegible] [illegible]ker hat verſucht, zu beweiſen,
Cylin[illegible] [illegible]ziehung auf daſſelbe Reſultat
dan[illegible] [illegible]gt man aber ſeinen Schlüſſen, ſo
der[illegible] daſs ſie wenig genau ſind, und aus
ſta[illegible] [illegible]merkung ſcheint zu erhellen, daſs
[illegible] nicht genügt haben. Andere Phyſiker
[illegible] Meinung von einer gleichförmigen Span-
[illegible] flüſſigen Oberflächen wieder aufgenom-
[illegible] ſie auf verſchiedene haarröhren-artige
[illegible]nungen angewendet; ſie ſind indeſs in der
[illegible]ung dieſer Kraft nicht glücklicher als Seg-
[illegible] geweſen, und die Klügſten unter ihnen haben
[illegible] begnügt, dieſes als ein Mittel zu betrachten, die
[illegible]cheinungen darzuſtellen. Giebt man ſich allen
[illegible] Vermuthungen hin, welche beim erſten Anblik-
[illegible] von Erſcheinungen entſtehen, ſo kann man wohl
[illegible] einige Wahrheiten ſtoſsen; dieſe ſind aber faſt
[illegible]mer mit vielen Irrthümern vermengt, und die
[illegible]ntdeckung derſelben gebührt nur dem, der ſie von
dieſem Zuſatze befreiet, und ſie durch Beobach-
tung oder durch Rechnung feſt begründet.

*) *Comment. Soc. Reg. Gotting.* t. I.

III.

THEORIE DER KRAFT,

welche in den Haarröhren und bei ähnlichen Erſcheinungen wirkt;

von

P. S. La Place,

Kanzler des Senats,

Groſs-Officier der Ehrenlegion und Mitgl. des Nat. Inſtit.

DRITTER HAUPTTHEIL.

Theorie des Anziehens und Abſtoſsens ſchwimmender Körper, der Adhäſion einer Scheibe an einer flüſſigen Oberfläche, und der Figur eines groſsen Queckſilber-Tropfens;

mit

prüfenden Verſuchen von Gay-Luſſac.

Ueberſetzt, mit einigen Anmerkungen, von

Brandes und Gilbert.

N. *Von dem ſcheinbaren Anziehen und Abſtoſsen ſchwimmender Körper.*

a) *Betrachtung des Falles, wenn beide ſchwimmende Körper gleichartig ſind.*

19. *) Wenn man zwei parallele und verticale Ebenen mit ihren untern Seiten in ein Flüſſiges taucht, ſo bemerkt man, daſs dieſe Ebenen

*) Hier eingeſchaltet aus der *Theorie etc.*

sich einander zu nähern streben, sowohl wenn das Flüssige sich neben ihnen erhebt, als auch, wenn es sich in ihrer Nähe niedriger hält, als das Niveau. Läst man z. B. zwei kleine parallelepipedische Glasgefäße auf Wasser oder Quecksilber schwimmen, so gehen sie auf einander zu, so bald sie sich erheblich nahe gekommen sind.

Um die Gründe hiervon einzusehen, wollen wir die beiden Ebenen MB, NR (Fig. 18. Taf. III.) betrachten, und zuerst annehmen, das Flüssige erhebe sich zwischen ihnen. Der Druck, welchen der in einer dieser Ebenen unterhalb des Niveau's FW befindliche Punkt R von Aussen her leidet, läst sich folgender Maßen bestimmen. Man denke sich einen Kanal VSR, dessen einer Schenkel VS vertikal, der andere SR horizontal sey. Die Kraft, welche das in dem Schenkel VS befindliche Flüssige antreibt, ist $= g \cdot VS +$ der in V wirkenden Kraft, welche letztere theils von der Wirkung des Flüssigen auf den Kanal, theils von dem Drukke der Atmosphäre herrührt. Behält daher K seine vorige Bedeutung (siehe §. 1. am Ende), und stellt P den Druck der Atmosphäre vor, so ist die Kraft, welche das in dem vertikalen Schenkel befindliche Flüssige antreibt, $= g \cdot VS + K + P$. Auf das Flüssige in dem Schenkel SR wirken von R her zwei Kräfte: *erstens*, die Wirkung des Flüssigen auf diesen Schenkel $= K$, und *zweitens*, die Attraction der Ebene auf das Flüssige in demselben; diese letztere wird aber zerstört durch die

Attraction des Flüſſigen auf die Ebene, und kann daher in der Ebene kein Beſtreben auf Bewegung erzeugen; Wirkung und Gegenwirkung ſind hierbei gleich und entgegen geſetzt, dieſe Attractionen können alſo nur ein Anhängen der Ebene an dem Flüſſigen bewirken, welches während der Ruhe in gar keine Betrachtung kommt. Der Druck in R iſt alſo von *auſsen* her $= g . VS + K + P - K = g . VS + P$.

Um den Druck zu beſtimmen, welchen die Ebene in R von der *innern* Seite her leidet, denke man ſich eben ſo einen zwiſchen den beiden Ebenen befindlichen Kanal OQR, deſſen Schenkel OQ vertikal, und deſſen Schenkel QR horizontal iſt.

Aus den eben angeführten Gründen iſt die auf das Flüſſige in dem Schenkel OQ wirkende Kraft $= g . OQ + P + K - \frac{H}{b}$, da nämlich das Flüſſige in O auf dieſen Schenkel mit der Kraft $K - \frac{H}{b}$ einwirkt (§. 1). Es iſt aber (nach §. 6.) $\frac{H}{b} = g . OP$, wenn P im Niveau des umgebenden unbegrenzten Flüſſigen liegt. Die Kraft, welche das Flüſſige in OQ beſeelt, iſt alſo $= P + K + g . PQ$. Auf das Flüſſige in dem Schenkel QR wirkt von R her wieder die Kraft $= K$. Alſo leidet der Punkt R von *Innen* her den Druck $= P + g . PQ$. Dieſer Druck iſt folglich dem Drucke gleich, den der Punkt R von Auſsen her leidet. Jeder Punkt der Ebene alſo, welcher *unterhalb des Niveau's* des unbe-

ſich einander zu nähern ſtreben, [illegible] äuſsen und
Flüſſige ſich neben ihnen erhebt [illegible] nie für ſich
es ſich in ihrer Nähe niedriger [illegible] Soll alſo ein
veau. Läſst man z. B. zwei kl [illegible] dieſer ober-
diſche Glasgefäſse auf Waſſe [illegible]
ſchwimmen, ſo gehen ſie au [illegible] er äuſsern Seite
ſie ſich erheblich nahe gekom [illegible] deſſelben eine

Um die Gründe hier [illegible] ern Seite bis an
wir die beiden Ebenen M [illegible] mmen Oberfläche
betrachten, und zuerſt a [illegible] unterſuchen, wel-
hebe ſich zwiſchen ihne [illegible] FP, bis an Z, und
der in einer dieſer Eb [illegible] Diejenigen Punk-
VW befindliche Punkt [illegible] nahe bei Z und äu-
ſich folgender Maſse [illegible] gegen dieſe Punkte
ſich einen Kanal VA [illegible] einem Abſtande von
vertikal, der and [illegible] der merklichen Wir-
Kraft, welche da [illegible] übertrifft, leiden, die
Flüſſige antreibt [illegible] von Innen her, einen
den Kraft, welc [illegible] rhalb der merklichen
des Flüſſigen a [illegible] n iſt die Oberfläche des
ke der Atmoſ [illegible] N, nur unmerklich ver-
ne vorige Be [illegible] alſo den Druck auf dieſe
ſtellt P den [illegible] tzen, da der Unterſchied
Kraft, wel [illegible] Druckes, welcher hier etwa
findliche F [illegible] theils äuſserſt geringe iſt,
Auf das Fl [illegible] merklichen Raume Statt fin-
R her zw [illegible] ige brauchen wir bloſs diejeni-
ſigen auf [illegible] achten, wo die Wirkung der
Attractio [illegible] läche aufhört, merklich zu ſeyn.
ben; die [illegible] Punkt der Oberfläche, Zq ein

...al, und R der Krümmungshalb-
...läche in Z'; ſo iſt die in Z' wirken-
... $+K-\frac{H}{R}$, oder $=P+K-g.Z'T$,
... $=\frac{H}{R}$ ſeyn muſs, wie die Betrachtung
...wichts in einem Kanale $VFLZ'$ zeigt,
...d T in dem wahren Niveau des unbe-
...üſſigen liegen. Der äuſsere Druck in q
wenn man $Z'T=x$ nennt, $=P+K-g.x$.
...ere Druck in q iſt dagegen $=P+K+g$.
$gx-\frac{H}{b}=P+K-gx$. Alſo iſt auch
Z bis G der innere und äuſsere Druck gleich.

Oberhalb Z iſt überall der äuſsere Druck
P, der innere Druck auf einen Punkt R' aber
$=P-\frac{H}{b}+g.OQ'$; oder, wenn des Punk-
tes R' Höhe über dem Niveau $=PQ'=z$ iſt,
$=P-gz$. Die Ebene wird alſo in jedem Punk-
te R' mit einer Kraft $=gz$ von auſsen nach innen
gedrückt. In dem Theile NKO, welcher höher als
der niedrigſte Punkt O der Oberfläche in dem Raume
zwiſchen den beiden Ebenen liegt, iſt in N' der Druck
$=P+K=\frac{H}{b'}$, wenn b' der Krümmungshalbmeſ-
ſer in N' iſt; alſo iſt der Druck in p', $=P-\frac{H}{b'}$,
wenn $N'p'$ horizontal iſt. Es ſey x' die Höhe des
Punktes N' über der durch O gehenden Horizon-
tallinie IK, ſo iſt $\frac{H}{b'}=\frac{H}{b}+gx'=g.p'G$. Al-
ſo iſt in p' der Druck von Auſsen nach Innen
$=g.p'G$, abermahl der Höhe über dem Niveau
proportional.

grenzten Flüſſigen [illegible] daſs die
von Innen gleichen [illegible] nach In-
allein im Gleichg[illegible] einer Waſſer-
ungleicher Druck [illegible] GZ) und deren
halb P Statt find[illegible] benetzte Theil der

Das Flüſſig[illegible]
bis an Z, ind[illegible] en ſo groſsen Druck
Curve $ZZ'V$ [illegible] Kraft, welche beide
N, und hier [illegible] der zu nähern. Dieſe
$NN'O$. Wi[illegible] ht, ſehr nahe im umge-
chen Druck [illegible] Quadrates des Abſtandes
in noch grö[illegible] der, wenn dieſer Abſtand
te der Eb[illegible] im leeren Raume bleibt
ſserſt [illegible] die Adhärenz der Ebene
eine ähn[illegible] dann eben das, als hier der
Z und [illegible]
kungs[illegible] zwiſchen den Ebenen *niedri-*
erſten [illegible] ſo läſst ſich eben ſo zeigen,
gleich[illegible] jede Ebene von Auſsen nach
Wirk[illegible] iſt dem Gewichte einer Säule
Flüſſ[illegible] welche die halbe Summe der De-
ſchi[illegible] Niveau des unbegrenzten Flüſ-
Pun[illegible] und Innen in der Berührung der
des [illegible] mit der Ebene Statt findet, zur
St[illegible] deren Baſis demjenigen Theile der
th[illegible]
de[illegible]
g[illegible]
E[illegible]
F[illegible]

[illegible] den Druck auf das Differential der Ebe- [illegible] $= dz$ und Höhe über $G = z$ iſt, $= zdz$, [illegible] Integral $= \frac{1}{2}z^2 +$ *conſt.* Da nun der [illegible] wenn $z = GZ$, ſo iſt der geſammte Druck [illegible] $GN^2 - GZ^2) = \frac{1}{2}NZ.(GN + GZ)$, wie

Br.

…ene gleich ist, welcher nur an einer Seite von …m Flüssigen berührt wird.

b) Vom scheinbaren Abstoßsen zweier Körper, deren einer das Flüssige erhebt, der andere es deprimirt.

20. Wenn man auf einem Flüssigen zwei Körper schwimmen läſst, an deren einem sich das Flüssige über das Niveau erhebt, und an deren anderm es niedriger als das Niveau steht, so zeigt die Erfahrung, daſs diese Körper einander abstoſsen. Wir wollen daher untersuchen, was für Kräfte auf zwei verschieden-artige Ebenen wirken, wenn sie vertikal und einander parallel, mit ihrem untern Theile in ein Flüssiges eingetaucht sind, das an der einen höher, an der andern tiefer als das Niveau steht.

Wir wollen die Ebene, an der das Flüssige sich erniedrigt, die *erste*, und die, an welcher das Flüssige sich erhebt, die *zweite Ebene* nennen. Der Durchschnitt der Oberfläche des zwischen beiden enthaltenen Flüssigen, mit einer auf die beiden Ebenen und den Spiegel des Flüssigen senkreckten Ebene, muſs nothwendig einen Wendungspunkt haben, wenn die beiden Ebenen einen beträchtlichen Abstand von einander haben, und dieser Wendungspunkt muſs in dem Niveau der Oberfläche des unbegrenzten Flüssigen, worin die Ebenen eingetaucht sind, liegen; denn da in dem Wendungspunkte der Krümmungshalbmesser unendlich ist, so muſs die Höhe über dem Niveau hier $= 0$ seyn.

Es ſey in Fig. 19.*) GH das Niveau des unbegrenzten Flüſſigen, und für irgend einen zwiſchen den beiden Ebenen befindlichen Punkt Z der flüſſigen Oberfläche ſey die Höhe über das Niveau $YZ = z$, und der Abſtand von der erſten Ebene $XY = y$. Wir haben dann (nach §. 4.)

$$\frac{\frac{d^2z}{dy^2}}{\sqrt{\left(1+\frac{dz^2}{dy^2}\right)^3}} = 2\alpha z,$$

weil hier im Punkte I auch b' unendlich, oder $\frac{1}{b'} = 0$ iſt. Dieſe Gleichung, mit dz multiplicirt und integrirt, giebt

$$\frac{1}{\sqrt{\left(1+\frac{dz^2}{dy^2}\right)}} = const. - \alpha z^2.$$

Es ſey ω der ſpitze Winkel, welchen mit der erſten Ebene AB eine Tangential-Ebene macht, die an die flüſſige Oberfläche in dem Punkte jener Durchſchnittslinie gelegt wird, der ſich an der Grenze der Wirkungsſphäre der erſten Ebene befindet; und man ſetze die Depreſſion des Flüſſigen an dieſem Punkte, XE, $= q$. Wir haben dann für dieſen Punkt $\alpha z^2 = \alpha q^2$, und folglich $const. = \sin.\omega + \alpha q^2$. Wird dieſer Werth in die Gleichung geſetzt, ſo erhalten wir allgemein

$$\frac{1}{\sqrt{\left(1+\frac{dz^2}{dy^2}\right)}} = \sin.\omega + \alpha q^2 - \alpha z^2.$$

*) Herr Brandes hat ſie, der Deutlichkeit halber, hier zugefügt; im Originale findet ſie ſich nicht. *Gilbert.*

kt, die Ebenen mögen ſich
ern, als man will, und dieſe
nder in allen Entfernungen
n ω von ω' *verſchieden*, ſo
punkt, oder die Linie aller
enn die Entfernung der Ebe-
ringer wird, derjenigen Ebe-
Winkel ω am gröſsten iſt, nä-
nehmen $\omega > \omega'$, ſo wird $q_{,} < q'$,
ge wird an der äuſsern Seite
veniger niedergedrückt ſeyn,
n Seite der zweiten Ebene er-
man in dieſem Falle die Ebe-
wird die Wendungslinie der
en Ebene näher als der zweiten
h mit jener zuſammen fallen.
Gleichung

$$\text{ſin.}\,\omega' = aq'^2 - aq^2,$$

gröſser als $\text{ſin.}\,\omega - \text{ſin.}\,\omega'$ iſt,
der oben gefundenen Gleichung
klar, daſs, wenn eine Wen-
berfläche Statt findet, q' von der
ſtandes der Ebenen von einander
kann kleiner werden, als jede ge-
Es muſs alſo eine Grenze der An-
en, mit welcher die Wendung der
ufhört, und wo folglich die Wen-
lt der erſten Ebene zuſammen fällt.
die Ebenen mehr, ſo fahren ſie noch
abzuſtoſsen, ſo lange, bis das Flüſſige

lich $Z = 1$ seyn, für $z = o$. Nennt man alſo $q_{,}$ die Depreſſion in dieſem Falle, oder $q_{,} = XK$, als die Depreſſion an der äuſsern Seite der *erſten* Ebene, ſo iſt $\alpha q_{,}^{2} + \sin.\omega = 1$ und dagegen $\alpha q^{2} + \sin.\omega < 1$, alſo $q < q_{,}$, das iſt $XE < XK$. Und wenn man die Schlüſſe in §. 19. hier anwendet, ſo findet man, daſs dieſe erſtere Ebene von Innen nach Auſsen gedrückt wird, mit einer Kraft, die dem Gewichte eines flüſſigen Prisma's von der Höhe $= \frac{1}{2}(q + q_{,})$ und der Breite $= (q_{,} - q)$ gleich iſt. Für die *zweite* Ebene findet man, bei unendlicher Entfernung, wenn ſich dann q' in $q'_{,}$ verwandelt, $\sin.\omega' + \alpha q'_{,}{}^{2} = 1$, ſtatt daſs bei endlicher Entfernung $\sin.\omega' + \alpha q'^{2} < 1$ war. Es iſt alſo $ML > MF$, und die zweite Ebene wird nach auſsen gedrückt, mit einer Kraft, die dem Gewichte eines flüſſigen Prisma's von der Höhe $= \frac{1}{2}(q' + q'_{,})$ und der Breite $= (q'_{,} - q')$ gleich iſt. Die Länge des Prisma's iſt gleich der horizontalen Breite der Ebenen, die wir gleich annehmen. Die Kraft alſo, mit welcher jede Ebene ſich von der andern zu entfernen ſtrebt, iſt für beide gleich, denn dieſe Kräfte ſind

$$\frac{1}{2}(q_{,}^{2} - q^{2}) = \frac{1 - \sin.\omega' - \alpha q'^{2}}{2\alpha},$$

und

$$\frac{1}{2}(q'_{,}{}^{2} - q'^{2}) = \frac{1 - \sin.\omega' - \alpha q'^{2}}{2\alpha}.$$

Wenn für die beiden Ebenen die Winkel ω und ω' *gleich* ſind, ſo hat der Durchſchnitt der Oberfläche in der Mitte zwiſchen beiden alle Mahl

einen Wendungspunkt, die Ebenen mögen ſich einander ſo ſehr nähern, als man will, und dieſe Ebenen ſtoſsen einander in allen Entfernungen ab. — Iſt hingegen ω von ω' *verſchieden*, ſo rückt der Wendungspunkt, oder die Linie aller Wendungspunkte, wenn die Entfernung der Ebenen von einander geringer wird, derjenigen Ebene, für welche der Winkel ω am gröſsten iſt, näher. Wir wollen annehmen $\omega > \omega'$, ſo wird $q_{,} < q'_{,}$ ſeyn, oder das Flüſſige wird an der äuſsern Seite der erſten Ebene weniger niedergedrückt ſeyn, als es an der äuſsern Seite der zweiten Ebene erhoben iſt. Nähert man in dieſem Falle die Ebenen einander, ſo wird die Wendungslinie der Oberfläche der erſten Ebene näher als der zweiten liegen, und endlich mit jener zuſammen fallen. Wirklich zeigt die Gleichung

$$\sin.\omega - \sin.\omega' = aq'^2 - aq^2,$$

daſs alle Mahl aq'^2 gröſser als $\sin.\omega - \sin.\omega'$ iſt, und doch iſt aus der oben gefundenen Gleichung $dy = \frac{Zdz}{\sqrt{(1 - Z^2)}}$ klar, daſs, wenn eine Wendungslinie der Oberfläche Statt findet, q' von der Ordnung des Abſtandes der Ebenen von einander iſt, und dieſer kann kleiner werden, als jede gegebene Gröſse. Es muſs alſo eine Grenze der Annäherung geben, mit welcher die Wendung der Oberfläche aufhört, und wo folglich die Wendungslinie mit der erſten Ebene zuſammen fällt. Nähern ſich die Ebenen mehr, ſo fahren ſie noch fort, ſich abzuſtoſsen, ſo lange, bis das Flüſſige

ſich an der innern Seite der erſtern Ebene ſo hoch über das Niveau gehoben hat, als es an der äuſsern Seite deprimirt iſt, wie ſich aus den Schlüſſen in §. 19. überſehen läſst. Heiſst in dieſem Falle q die Erhebung des Flüſſigen an der innern Seite der erſten Ebene, ſo iſt

$$\alpha q^2 = \alpha q_{,}^2 = 1 - \sin.\omega,$$

und weil alle Mahl $\sin.\omega - \sin.\omega' = \alpha q'^2 - \alpha q^2$, auch

$$\alpha q'^2 = \alpha q'^2_{,} = 1 - \sin.\omega',$$

und es hört zugleich auch für die zweite Ebene die abſtoſsende Kraft auf, ſo daſs das Abſtoſsen ſich für beide Ebenen zugleich in Anziehen verwandelt.

Der Abſtand der Ebenen, bei welchen dieſe Aenderung Statt findet, läſst ſich leicht beſtimmen. Da nämlich alsdann $\alpha q^2 = 1 - \sin.\omega$ iſt, ſo iſt $Z = 1 - \alpha z^2$; folglich

$$dy = \frac{(1 - \alpha z^2).dz}{\sqrt{\alpha}.\sqrt{(2 - \alpha z^2)}},$$

woraus durch Integration folgt:

$$y = \frac{1}{2\sqrt{2\alpha}} \cdot log.\,nat. \left(\frac{1 - \sqrt{(1 - \frac{1}{2}\alpha z^2)}}{1 + \sqrt{(1 - \frac{1}{2}\alpha z^2)}}\right) + \frac{2\sqrt{(1 - \frac{1}{2}\alpha z^2)}}{\sqrt{2\alpha}} + const.$$

Wir wollen den Abſtand der beiden Ebenen von einander $2l$ ſetzen, ſo iſt an der erſten Ebene, wo $y = 0$, $z = q$ und $\alpha q^2 = 1 - \sin.\omega$, und an der andern Ebene, wo $y = 2l$, $z = q'$ und $\alpha q'^2 = 1 - \sin.\omega'$. Folglich wird, wenn man $\omega = \frac{1}{2}\pi - \vartheta$ und $\omega' = \frac{1}{2}\pi - \vartheta'$ ſetzt,

$$2l = \frac{1}{\sqrt{2\alpha}} log.\,nat. \left(\frac{tang.\frac{1}{4}\vartheta'}{tang.\frac{1}{4}\vartheta}\right) - \frac{1}{\sqrt{2\alpha}}(\cos.\tfrac{1}{2}\vartheta - \cos.\tfrac{1}{2}\vartheta').$$

und ϑ, ϑ' bedeuten hier die Neigungen der äufser-ften Theile der Oberfläche in der Durchfchnitts-ebene gegen den Horizont.

Ift ϑ unendlich klein, fo ift die Depreffion an der äufsern Seite der erften Ebene unendlich geringe, und der Ausdruck für $2l$ wird dann unendlich; die beiden Ebenen haben alfo dann bei jeder Entfernung ein Beftreben, fich einander zu nähern. Für $\vartheta = \vartheta'$ ift $2l = o$, oder es findet dann felbft bis zur Berührung noch ein Beftreben, fich von einander zu entfernen, Statt. Aber für Werthe von ϑ, die zwifchen diefen Grenzen liegen, ftofsen die Ebenen einander ab, fo lange ihre Entfernung gröfser als $2l$ ift, und ziehen einander an, wenn diefe Entfernung kleiner als $2l$ ift. Die Stärke der Attraction und Repulfion wird durch folgendes Theorem beftimmt, deffen Beweis fich fo, wie in §. 19, führen läfst.

„Wenn auch die Ebenen aus verfchiedenen „Materien beftehen, fo ift doch die Kraft, wel-„che jede Ebene antreibt, fich der andern zu nä-„hern, gleich dem Gewichte eines aus dem umge-„benden Flüffigen gebildeten Prisma's, deffen Hö-„he gleich ift derjenigen, um welche das Flüffige „an der innern Seite der Ebene und in der Berüh-„rung mit derfelben höher fteht, als an der äu-„fsern Seite, deffen Breite gleich ift der halben „Summe der Elevationen an der innern und äu-„fsern Seite der Ebene, und deffen Länge gleich „ift der horizontalen Länge beider Ebenen, die

„wir als gleich annehmen. Die Vertiefungen un-
„ter dem Niveau werden als negative Erhebungen
„angesehen, und die Attraction verwandelt sich in
„Repulsion, wenn das Produkt der drei als Di-
„mensionen des Prisma's angegebenen Grössen ne-
„gativ ist."

Die Kraft, welche die Ebenen antreibt, sich einander zu nähern, oder sich von einander zu entfernen, ist bei beiden Ebenen gleich, wenn sie, wie wir annehmen, gleiche Breite haben. Denn die beiden ersten Factoren der in dem Theoreme angegebenen Produkte sind für die erste Ebene

$$(q - q_{,}) \cdot \tfrac{1}{2}(q + q_{,}) = \tfrac{1}{2}(q^2 - q_{,}^2),$$

und für die zweite Ebene

$$(q' - q'_{,}) \cdot \tfrac{1}{2}(q' + q'_{,}) = \tfrac{1}{2}(q'^2 - q'^2_{,}),$$

und die Gleichheit dieser Ausdrücke haben wir schon bewiesen. Ob gleich also die beiden Ebenen nur vermittelst der Haarröhren-Kraft des zwischen ihnen liegenden Flüssigen auf einander wirken, so ist doch diese gegenseitige Wirkung so beschaffen, dass auch hier Wirkung und Gegenwirkung einander gleich sind.

Nähert man die Ebenen einander recht sehr, so ist für alle Werthe von z der Unterschied $z - q = z'$ so klein, dass man das Quadrat dieser Grösse vernachlässigen kann. Dann ist $Z = \sin.\omega - 2\alpha q z'$, $dz = dz' = -\frac{dZ}{2\alpha q}$ und $dy = \frac{-ZdZ}{2\alpha q \sqrt{(1-Z^2)}}$, folglich

$$y = \frac{-\cos.\omega + \sqrt{(1-Z^2)}}{2\alpha q},$$

wenn das Integral mit y zugleich verſchwinden ſoll. Heiſst nun wieder $2l$ der Abſtand der beiden Ebenen von einander, ſo iſt für $y = 2l$, $z = q'$, und $Z = \sin.\omega$, weil $\alpha q'^2 - \alpha q^2 = \sin.\omega - \sin.\omega'$; folglich $2l = \frac{\cos.\omega' - \cos.\omega}{2\alpha q}$ und $q = \frac{\cos.\omega' - \cos.\omega}{4\alpha l}$. Dieſe Höhe verhält ſich alſo umgekehrt wie die Entfernung der beiden Ebenen von einander, wenn dieſe Entfernung ſehr geringe iſt.

Die Unterſuchung führt noch zu folgendem Theoreme, welches ein Zuſatz zu demjenigen iſt, wodurch wir in §. 17. die Erhebung des Flüſſigen zwiſchen zwei einander umgebenden prismatiſchen Flächen gefunden haben. „Wenn die Ebenen einan- „der äuſserſt nahe ſind, ſo iſt die Erhebung des Flüſ- „ſigen zwiſchen ihnen im umgekehrten Verhältniſſe „ihres Abſtandes von einander, und iſt gleich der „halben Summe der Erhebungen, welche Statt „finden würden, wenn ein Mahl beide Ebenen aus „der Materie der erſtern, und das andere Mahl „aus der Materie der zweiten Ebene beſtänden, — „wo dann auch hier die Depreſſion als negative Er- „hebung in Betrachtung kommt."

Hält man dieſen Lehrſatz mit dem vorher gehenden zuſammen, ſo zeigt ſich, daſs die abſtoſsende Kraft der beiden Ebenen viel geringer iſt, als ihre anziehende Kraft, die entſteht, wenn man beide einander ſehr nahe bringt, und durch welche die beiden Ebenen angetrieben werden, ſich mit beſchleunigter Bewegung einan-

der zu nähern. In dieſem letztern Falle iſt die Elevation des Flüſſigen zwiſchen den Ebenen ſehr viel gröſser, als die Erhebung deſſelben an ihren äuſsern Seiten; man kann dann alſo das Quadrat der letztern in Vergleichung gegen das Quadrat der erſtern weglaſſen, und es verhält ſich folglich alsdann die Kraft, welche die Ebenen gegen einander treibt, wie $\frac{1}{2}q^2$, das heiſst, wie das Quadrat der Erhebung des Flüſſigen an der innern Seite der Ebenen, oder (weil $q = \frac{const.}{l}$) umgekehrt wie das Quadrat der Abſtände der Ebenen von einander. Dieſe Attraction befolgt alſo daſſelbe Geſetz, wie die allgemeine Schwere, und eben das Geſetz ſcheinen alle Attractionen und Repulſionen, z. B. bei der Elektricität und dem Magnetismus, zu befolgen, wenn ſie in merklichen Entfernungen wirken.

c) *Beſtätigende Verſuche von Hrn.* Hauy.

21. Ich wünſchte dieſes auffallende Phänomen des Abſtoſsens, welches ſich bei vermehrter Annäherung in ein Anziehen verwandelt, auch durch *Erfahrung* beſtätigt zu ſehen, und habe mich deſshalb an Herrn Hauy gewendet, der auf mein Erſuchen mehrere Verſuche dieſer Art angeſtellt hat. Er bediente ſich dabei Platten von Elfenbein, welche bekanntlich vom Waſſer naſs werden, und Blätter venetianiſchen Talks (*talc laminaire*), die ſich fett anfühlen und deſshalb nicht

vom

vom Waſſer befeuchtet werden. Die Verſuche beſtätigten vollkommen das Reſultat der Theorie, wie folgende Nachricht, welche er mir mittheilte, beweiſet. „Ich hing an einen ſehr zarten Faden „ein kleines quadratiſches Blättchen venetianiſchen „Talk ſo auf, daſs es mit der untern Seite in dem „Waſſer eingetaucht war. In eben dieſes Waſſer „tauchte ich den untern Theil eines Parallelepi„peds von Elfenbein ſo ein, daſs die eine Seite „deſſelben dem Talkblättchen parallel und nur ei„nige Centimeter davon entfernt war, und bewegte „es in unverrückter paralleler Lage ſehr langſam „nach dem Talkblättchen zu, wobei ich von Zeit „zu Zeit mit der Bewegung inne hielt, um ſicher zu „ſeyn, daſs die Bewegung, welche vielleicht in dem „Flüſſigen entſtanden ſeyn konnte, keinen Einfluſs „auf den Verſuch habe. Das Talkblättchen entfern„te ſich von dem Parallelepipede. Ich fuhr ſo fort, „dieſes dem Blättchen mit äuſserſter Langſamkeit „immer mehr zu nähern, bis die Entfernung beider „Körper nur noch ſehr geringe war; plötzlich näher„te ſich das Talkblättchen dem Parallelepipede und „kam damit in Berührung. Als ich beide Körper „von einander trennte, fand ich das Elfenbein bis „auf eine gewiſſe Höhe über dem Niveau des Waſ„ſers befeuchtet, und wenn ich dann den Verſuch, „ohne es vorher abgetrocknet zu haben, wieder„holte, ſo fing die Attraction früher an, zuweilen „vom erſten Augenblicke des Eintauchens an, oh„ne daſs ein Abſtoſsen vorher gegangen wäre.

„Mehrmahlige sorgfältige Wiederholung des Ver-
„suchs gab immer einerlei Resultat."

Wenn das Elfenbein vollkommen befeuchtet ist, so bildet das Wasser, welches die Oberfläche desselben bedeckt, eine neue, das Talkblättchen anziehende, Ebene, für welche der Winkel ϑ' so groſs wie möglich, nämlich einem rechten Winkel gleich ist (§. 12.); der Werth von $2l$, welcher die Grenze des Anziehens und Abstoſsens bestimmt, wird also in diesem Falle gröſser; so wie die Beobachtung es ergiebt. Ueberdieſs kann es seyn, daſs wegen einer Reibung des Flüssigen an der Talkplatte der Winkel ϑ gleich null oder sehr klein wird, wenn das Flüssige nach seiner Erhebung zwischen den sehr genäherten Flächen sich wieder senkt, (so wie man beim Queckſilber im Barometer bemerkt, daſs beim Sinken dieser Winkel abnimmt,) und dann wird der Ausdruck für $2l$ unendlich, und es geht vor dem Anziehen kein merkliches Abstoſsen vorher.

O. *Ueber die Adhäsion einer Scheibe an der Oberfläche eines Flüssigen.*

22. Man bringe eine Scheibe mit der Oberfläche eines still stehenden Flüssigen, das in einem groſsen Gefäſse enthalten ist, in Berührung. Will man sie wieder fort heben, so erfährt man selbst im luftleeren Raume einen Widerstand, der desto beträchtlicher ist, je gröſser die Oberfläche der Scheibe ist. Indem man nämlich die Scheibe

hebt, erhebt man zugleich eine Säule des Flüſſigen, welche ihr bis zu einer gewiſſen Grenze folgt, und ſich dann von ihr trennt, um in das Gefäſs zurück zu fallen. An dieſer Grenze könnte die flüſſige Säule im Gleichgewichte erhalten werden, wenn die Kraft, welche die Scheibe hebt, genau dieſem Zuſtande des Gleichgewichts angemeſſen wäre; und dieſes würde Statt finden, wenn die Kraft ſo groſs wäre als das Gewicht der Scheibe und der gehobenen Säule des Flüſſigen zuſammen genommen. Die Adhäſion der Scheibe an dem Flüſſigen iſt alſo eins der Phänomene, welche durch die Haarröhren-Kraft bewirkt werden. Um dieſes indeſs auf eine unumſtöſsliche Art darzuthun, will ich die Kraft dieſer Adhäſion durch die Analyſe beſtimmen, und dann mit der Erfahrung vergleichen.

Es ſey (Fig. 20.) AB eine kreisförmige Scheibe, welche horizontal bis zu der eben erwähnten Grenze erhoben iſt; $CABD$ ſey ein vertikaler, durch den Mittelpunkt G der Scheibe gehender Querſchnitt der gehobenen Säule des Flüſſigen; ſo iſt AEC die Curve, durch deren Umdrehung um die vertikale Achſe GH die Oberfläche der gehobenen Säule beſtimmt wird. Der Scheibe Halbmeſſer ſey $= l$, und $l + y$ ſey der Abſtand irgend eines Punktes der krummen Oberfläche von der Achſe, und z die Höhe eben dieſes Punktes über dem Niveau des unbegrenzten Flüſſigen. Die Differentialgleichung für die Oberfläche findet ſich aus §. 4.; wo aber jetzt $b = \infty$ wird, weil der

niedrigſte Punkt der krummen Fläche in der unbegrenzten Niveaufläche ſelbſt liegt. Es iſt alſo für dieſen Fall

$$\frac{\frac{d^2z}{dy^2}}{\sqrt{\left(1+\frac{dz^2}{dy^2}\right)^3}} + \frac{1}{l+y}\,\frac{\frac{dz}{dy}}{\sqrt{\left(1+\frac{dz^2}{dy^2}\right)}} = 2\alpha z.$$

Um dieſe Gleichung zu integriren, wollen wir ω den Winkel nennen, welchen ein Element der Curve mit einer Horizontallinie macht, welche durch den unterſten Punkt dieſes Elementes an die Achſe GH gezogen wird. Dann iſt $\frac{dz}{dy} = -\, tang.\,\omega$, und die Gleichung wird zu folgender:

$$\frac{d\omega}{dy}\cos.\omega + \frac{\sin.\omega}{l+y} = -2\alpha z.$$

Multiplicirt man mit $dz = -\, dy\,.\, tang.\omega$, und integrirt, ſo wird

$$+\cos.\omega + \int\frac{dz\,.\,\sin.\omega}{l+y} = const. - \alpha z^2.$$

Soll dieſes Integral mit $z = o$ verſchwinden, ſo wird für den Anfang des Integrals $\omega = o$, weil die Oberfläche ſich in dem Niveau des unbegrenzten Flüſſigen verliert; alſo $const. = 1$. Folglich erhalten wir

$$\alpha z^2 = 1 - \cos.\omega - \int\frac{dz\,.\,\sin.\omega}{l+y},$$

wo dann auch das letztere Integral mit $z = o$ anfängt.

Für eine beträchtlich groſse Scheibe iſt l ſehr bedeutend groſs in Vergleichung mit $\frac{1}{\sqrt{\alpha}}$, und man erhält daher dann einen erſten genäherten

Werth von z, wenn man in der vorftehenden Gleichung das unaufgelöfete Integral wegläfst. Diefer *genäherte* Werth ift

$$z = \sin.\tfrac{1}{2}\omega \,.\, \sqrt{\frac{2}{\alpha}}\,.$$

Wird das Differential diefes Werths in dem Gliede $-\int \frac{dz \,.\, \sin.\omega}{l+y}$ gebraucht, fo hat man $-\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\alpha}} \,.\, \int \frac{d\omega \,.\, \sin.\frac{1}{2}\omega \,.\, \cos.^2\frac{1}{2}\omega}{l+y}$, und diefes Integral ift, von $\omega = o$ an genommen,

$$= -\frac{2\sqrt{\frac{2}{\alpha}}}{3(l+y)} \,.\, (1-\cos.^3\tfrac{1}{2}\omega) - \tfrac{2}{3}\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\alpha}} \,.\, \int \frac{dy \,.\, (1-\cos.^3\frac{1}{2}\omega)}{(l+y)^2}\,.$$

Das Element diefes letzten Integrals ift nie unendlich; denn wenn auch $\frac{dy}{d\omega}$ unendlich wird für $\omega = o$, indem es dann $= -\frac{dz \,.\, \cos.\omega}{d\omega \,.\, \sin.\omega} = -\frac{1}{2.\sqrt{2\alpha}} \,.\, \frac{\cos\omega}{\sin.\frac{1}{2}\omega}$ ift, fo wird doch jenes Differential nicht unendlich, weil es den letztern Coëfficienten, mit $d\omega \,.\, (1 - \cos.^3\frac{1}{2}\omega)$ multiplicirt, enthält.

Läfst man die mit $(l+y)^2$ dividirten Glieder in Vergleichung gegen die mit $l+y$ dividirten aus diefem Integrale weg, fo ift

$$-\int \frac{dz \,.\, \sin.\omega}{l+y} = -\frac{2\sqrt{2} \,.\, (1-\cos.^3\frac{1}{2}\omega)}{3 \,.\, (l+y) \,.\, \sqrt{\alpha}}\,.$$

Bedeutet ω' den Winkel, welchen der äufserfte Theil der Curve mit der nach dem Centro der Scheibe längs ihrer untern Oberfläche gezogenen Linie macht, und z' den äufserften Werth von z, oder die ganze Höhe der durch die Scheibe gehobenen

benen Säule, so giebt unsere oben gefundene Formel

$$\alpha z'^2 = 1 + \cos.\omega' - \tfrac{2}{3}.\sqrt{\tfrac{2}{\alpha}}.\frac{(1-\sin.\omega')}{l},$$

weil hier $\omega = \pi - \omega'$ ist. Es ist also beinahe

$$z' = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\alpha}}.\cos.\tfrac{1}{2}\omega' - \frac{(1-\sin.^3\tfrac{1}{2}\omega')}{3l\alpha.\cos.\tfrac{1}{2}\omega'}.$$

Um nun das ganze Gewicht der gehobenen Säule zu haben, muss man diesen Werth von z' mit πl^2, als dem Inhalte der untern Fläche der Scheibe, multipliciren, und das Gewicht des Flüssigen, welches ausserhalb dieses Cylinders gehoben ist, hinzu addiren. Das Volumen des letztern ist $= -2\pi\int(l+y)\,zdy$, wenn man dieses Integral von $\omega = o$ bis $\omega = \pi - \omega'$ nimmt. Wir hatten aber vorhin $-2\alpha z = \frac{d\omega.\cos.\omega}{dy} + \frac{\sin.\omega}{l+y}$, also ist

$$-\int(l+y).zdy = \int\frac{(l+y).d\omega.\cos.\omega + dy.\sin.\omega}{2\alpha}$$
$$= \frac{(l+y).\sin.\omega}{2\alpha} + const.;$$

und dieses Integral muss auf die Grenzen $\omega = o$ und $\omega = \pi - \omega'$ ausgedehnt werden. Für $\omega = o$ verschwindet $(l+y).\sin.\omega$; zwar wird dann $l+y = \infty$, aber es läst sich zeigen, dass das Produkt dennoch $= o$ ist. Denkt man sich nämlich $l+y$ durch eine nach den Potenzen von ω wachsende Reihe ausgedrückt, so wird das erste Glied von dieser Form seyn $A.\omega^{-r}$; weil hingegen z mit ω zugleich verschwindet, so muss in einer nach wachsenden Potenzen von ω geordneten Reihe,

welche z ausdrückt, das erste Glied von der Form $A'.\omega^{r'}$ seyn, wenn r und r' positive Zahlen sind. Die Gleichung $\frac{dz}{dy} = -\mathit{tang}.\omega$ giebt also, wenn man nur auf diese ersten Glieder Rücksicht nimmt, für sehr kleine Werthe von ω

$$\frac{r'A'.\omega^{r'}}{rA.\omega^{-r}} = \omega = \frac{r'A'}{rA}.\omega^{r+r'},$$

und die Vergleichung der Potenzen von ω zeigt, dafs $r + r' = 1$ oder $r' = 1 - r$ ist. Setzt man also in dem Produkte $(l + y).\mathit{sin}.\omega$, für die kleinsten Werthe von ω, $l + y = y = A\omega^{-r}$ und $\mathit{sin}.\omega = \omega$, so wird dieses Produkt $= A\omega^{1-r} = A\omega^{r'}$, und es verschwindet also mit ω zugleich. Den vollständigen Werth des Integrals findet man nun, wenn man $\omega = \pi - \omega'$ und $y = o$ setzt, also

$$-2\pi\int(l + y)\,zdy = \frac{\pi}{\alpha}.l.\mathit{sin}.\omega',$$

und folglich ist das *Volumen der ganzen gehobenen Säule* =

$$\frac{\pi l^2.\sqrt{2}.\cos.\tfrac{1}{2}\omega'}{\sqrt{\alpha}} - \frac{\pi l}{3\alpha.\cos.\tfrac{1}{2}\omega'}.[1 - 6\,\mathit{sin}.\tfrac{1}{2}\omega' + 5\,\mathit{sin}.^3\tfrac{1}{2}\omega'].$$

Nach dieser Formel lassen sich die Resultate von Versuchen vergleichen, wenn man nur noch α kennte. Wir fanden aber in §. 6., wenn dort für $\frac{g}{H} = \alpha$ diese letztere Gröfse gesetzt wird, und q die Höhe ist, welche das Flüssige in der Achse eines cylindrischen Haarröhrchens vom Durchmesser $= h$ erreicht, da denn das dortige $2l$ hier $= h$ ist,

$$q = \frac{2.\mathit{sin}.\vartheta'}{\alpha h}.\left[1 - \frac{h}{2q.\mathit{sin}.\vartheta'}.\left(1 - \frac{2}{3}\frac{(1 - \cos.^3\vartheta')}{\mathit{sin}.^2\vartheta'}\right)\right]$$

oder weil $\vartheta' = \pi - \omega'$,

$$q = \frac{2 \cdot cos.\omega'}{\alpha h} \cdot \left(1 - \frac{h}{6q \cdot cos.^3\omega'} \cdot (1 - sin.\omega')^2 \cdot (1 + 2 sin.\omega')\right).$$

Diese Gleichung giebt beinahe

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{h}{2 \cdot cos.\omega'} \cdot \left(q + \frac{h}{6 \cdot cos.^3\omega'} \cdot (1 - sin.\omega')^2 \cdot (1 + 2 sin.\omega')\right).$$

Hierbei muſs q negativ angenommen werden, wenn ſtatt der Erhebung Depreſſion Statt findet.

Dieſe Gleichung zeigt denn auch, daſs man, um Höhen zu erhalten, welche dem innern Durchmeſſer der Röhre umgekehrt proportional ſind, zu den beobachteten Höhen q das Sechstel des Durchmeſſers, multiplicirt mit $\frac{(1 - sin.\omega')^2 \cdot (1 + 2 sin.\omega')}{cos.^3\omega'}$, addiren muſs, und dieſer Factor wird $= 1$ für $\omega' = 0$. Auf dieſe Correction muſs man bei ſo genauen Beobachtungen, als diejenigen ſind, die wir anführen werden, nothwendig Rückſicht nehmen.

Verſuche von Gay-Luſſac.

23. Hr. Gay-Luſſac hat auf mein Erſuchen *Verſuche* über dieſen Gegenſtand unternommen, und hat zur Abmeſſung der Erhebung oder der Senkung des Flüſſigen in durchſichtigen Haarröhrchen ein Mittel erdacht, wodurch ſeine Verſuche die Genauigkeit aſtronomiſcher Beobachtungen erhalten. Man kann daher ſeine Reſultate mit völligem Vertrauen annehmen. Er bediente ſich dabei gut calibrirter Röhren, und ihr innerer Halbmeſſer wurde durch das Gewicht der ſie füllenden Queckſil-

berſäulen beſtimmt, welches die genaueſte Methode iſt, dieſe Halbmeſſer zu meſſen.

Die Phyſiker ſind nicht einſtimmig über die Höhe, zu welcher ſich das *Waſſer* in *Glasröhren* von gegebenem Halbmeſſer erhebt; ja ihre Angaben weichen ſo von einander ab, daſs einige dieſe Höhe doppelt ſo groſs, als andere, ſetzen. Dieſer Unterſchied rührt vorzüglich von der mindern oder mehrern Befeuchtung der Röhrenwände her; wenn dieſe ſehr naſs ſind, wie es bei den folgenden Verſuchen der Fall war, ſo erhebt ſich das Waſſer in einerlei Röhre immer faſt genau bis zu einerlei Höhe. Herr Gay-Luſſac ſtellte die folgende Beobachtung in einer Röhre von weiſsem Glaſe an, deren innerer Durchmeſſer = 1,29441 Millimeter war. Die Erhebung des niedrigſten Punktes des in ihr enthaltenen Waſſers, über dem Waſſer-Niveau in dem ſehr weiten Gefäſse, worin ihr unteres Ende eingetaucht war, betrug, nach mehrern überein ſtimmenden Verſuchen, 23,1634 Millim., bei einer Temperatur von etwa $8\frac{1}{2}$ Gr. der hunderttheiligen Scale. Da das Waſſer die Röhre vollkommen befeuchtete, ſo war in dieſem Falle der Winkel $\omega' = o$. Vermehrt man daher jene beobachtete Höhe um ein Sechstel des Halbmeſſers der Röhre, ſo erhält man die *corrigirte Höhe* = 23,3791 Millimeter. Dieſe Gröſse, mit dem Durchmeſſer der Röhre multiplicirt, giebt

$$\frac{2}{\kappa} = 30,2621 \text{ Quadrat-Millimeter.}$$

In einer andern Röhre, deren innerer Durchmesser = 1,90381 Millimeter war, beobachtete Herr Gay-Lussac, bei eben der Temperatur, die Erhebung des niedrigsten Punktes der hohlen Oberfläche über das Niveau = 15,5861, also die corrigirte Höhe = 15,9034 Millimeter. Leitet man aus der corrigirten Höhe beim ersten Versuche die corrigirte Höhe ab, welche für die zweite Röhre Statt finden muss, so findet sie sich = 15,896 Millimeter, welches wenig von der Beobachtung abweicht. Man sieht daher, dass die corrigirten Höhen überaus nahe den Durchmessern der Röhren umgekehrt proportional sind, und dass man bei sehr genauen Beobachtungen die Correction durch Addition von einem Sechstel des Durchmessers der Röhre nicht vernachlässigen darf.

Man könnte den Werth von $\frac{2}{\alpha}$ auch aus der Höhe bestimmen, welche der niedrigste Punkt der Oberfläche des Wassers zwischen *zwei vertikalen* und parallelen, einander sehr genäherten, *Ebenen* erreicht, wenn diese Ebenen mit ihrem untern Ende in ein weites Gefäss mit Wasser getaucht sind. Herr Gay-Lussac fand aus fünf, wenig von einander abweichenden Versuchen, diese Höhe = 13,574 Millimeter, wenn der Abstand beider Ebenen von einander 1,069 Millimeter betrug. Dieser Abstand war genau dem Durchmesser eines durch den Drahtzug gezogenen Drahtes gleich, und um diesen Durchmesser zu bestimmen, waren mehrere

Stücke des Drahtes ganz dicht an einander gelegt, und die ziemlich beträchtliche Breite, welche der Summe ihrer Durchmesser gleich war, mit Sorgfalt gemessen, und mit der Anzahl der Durchmesser dividirt worden. Die Glasplatten waren vollkommen eben und sehr stark befeuchtet; die Temperatur betrug während der Versuche 16° C. Addirt man zu der beobachteten Höhe des Wasserstandes das Produkt aus dem halben Abstande der Ebenen von einander in $1 - \frac{1}{4}\pi$ (wo $\pi = 3,14159$) und multiplicirt die Summe durch den Abstand der beiden Ebenen, $= 1,069$, so hat man den Werth von $\frac{1}{\alpha}$ (nach §. 9. am Ende). Die eben angeführten Versuche ergeben hiernach diesen Werth $\frac{1}{\alpha} = 14,524$ Millimeter. Dieser Werth muss etwas vermehrt werden, um ihn auf die bei den vorigen Versuchen Statt findende Temperatur von $8\frac{1}{2}$ Gr. zurück zu führen, weil die Erhebung mit der Temperatur des Flüssigen wächst. Uebrigens weicht er wenig von dem aus jenen Versuchen abgeleiteten $= 15,13$. ab. Auch hier wird also wieder das Resultat der Theorie bestätigt, dass die Erhebung zwischen zwei parallelen Ebenen ungefähr die Hälfte der Höhe ist, welche das Flüssige in einem Haarröhrchen erlangen würde, dessen Durchmesser dem Abstande der Ebenen von einander gleich ist.

Wir wollen indess hier den aus den Versuchen mit engen Röhren hergeleiteten Werth beibehalten,

und alſo für $8\frac{1}{2}$ Gr. C. Temperatur $\frac{2}{\alpha} = 30,2621$ Quadrat-Millimeter ſetzen. Dieſes angenommen, giebt die vorige Formel für das *Volumen Waſſers, welches durch eine kreisförmige Scheibe von weiſsem Glaſe*, deren Durchmeſſer 118,366 Millimeter iſt, angehoben wird,

$= 60,5327 - 0,9378$ Kubik-Centimeter.

Das Gewicht des Kubik-Centimeters Waſſer von der *gröſseſten* Dichtigkeit iſt = 1 Gramme; aber da die Verſuche bei $8\frac{1}{2}$ Gr. Temperatur angeſtellt worden, ſo wiegt der Kubik-Centimeter Waſſers in dieſem Falle etwas weniger als 1 Gramme. Zieht man dieſe Correction in Betrachtung, ſo findet man das *Gewicht* der gehobenen Waſſerſäule, für den Augenblick, da die Scheibe im Begriffe iſt, ſich abzulöſen, = 59,5878 Grammen. Herr Gay-Luſſac hat durch mehrere gut überein ſtimmende Verſuche dieſes Gewicht = 59,40 Gr. gefunden, alſo mit dem Reſultate der Analyſis ſo genau überein ſtimmend, als man nur immer erwarten kann.

Bei Verſuchen mit *Alkohol*, deſſen ſpecifiſche Schwere bei $8\frac{1}{2}$ Gr. Temperatur = 0,81961 war, wenn man die ſpecifiſche Schwere des gleich warmen Waſſers = 1 ſetzte, fand ſich bei 8 Gr. Temperatur die Erhebung, welche er in der vorhin zuerſt gebrauchten Röhre über dem Niveau annahm, = 9,18235 Millimeter. Da auch der Alkohol das Glas vollkommen befeuchtet, ſo muſs

man zu dieſer Höhe ein Sechstel des Durchmeſſers der Röhre addiren, ſo daſs ſie = 9,39808 Millim. wird; und dieſe Gröſse mit dem Durchmeſſer der Röhre multiplicirt, giebt, in Beziehung auf dieſen Alkohol,

$$\frac{2}{\alpha} = 12{,}1649 \text{ Quadrat-Millimeter.}$$

Mit Hülfe dieſes Werthes läſst ſich nun die corrigirte Höhe für die zweite Röhre finden, wenn man $\frac{2}{\alpha}$ mit dem Durchmeſſer dieſer Röhre dividirt; die Rechnung giebt ſie = 6,38976, und Hr. Gay-Luſſac fand ſie durch Beobachtung = 6,40127. Dieſe ſo nahe Uebereinſtimmung zeigt, daſs die corrigirten Erhebungen des Alkohols in ſehr engen Röhrchen ſich umgekehrt wie die Durchmeſſer der Röhren verhalten.

Gebraucht man dieſen Werth von $\frac{2}{\alpha}$, ſo findet man das Volumen des Alkohols, den die vorhin gebrauchte Glasſcheibe in dem Augenblicke des Losreiſsens von der Oberfläche des Alkohols erhoben hat,

= 38,3792 — 0,3770 Kubik-Centimeter.

Wird dieſes Volumen mit dem ſpecifiſchen Gewichte des Alkohols = 0,81961 multiplicirt, ſo erhält man das Volumen Waſſer, welches eben ſo viel wiegt als dieſe Maſſe Alkohol, = 31,1469 Kubik-Centimeter Waſſer von 8 Gr. Temperatur, von welchem das Gewicht = 31,1455 Grammen iſt. So groſs müſste alſo das Gewicht ſeyn, welches gerade hinreicht, jene Scheibe, bei 8 Gr. Tempe-

ratur, von dem Alkohol zu trennen. Hr. Gay-Luſſac fand durch Beobachtung dieſes Gewicht = 31,08 Grammen, nahe genug der Berechnung gemäſs.

Alkohol, deſſen ſpecifiſche Schwere bei 10 Gr. Temperatur = 0,8595 war, wenn die des Waſſers bei gleicher Temperatur = 1 iſt, ſtieg in der erſten Röhre zu 9,30097 Millimeter, welches die corrigirte Höhe = 9,51649 Millimeter und für dieſen Alkohol den Werth von $\frac{2}{\alpha}$ = 12,31905 Quadrat-Millimeter giebt. Hieraus folgt das Gewicht, welches nöthig iſt, um die eben erwähnte Scheibe von der Oberfläche dieſes Alkohols abzureiſsen, = 32,86 Grammen. Die Beobachtung des Herrn Gay-Luſſac gab 32,87.

Endlich für Alkohol, deſſen Dichtigkeit bei 8 Gr. Temperatur = 0,94153 war, fand ſich die Erhebung in der erſten Röhre = 9,99727 Millim., alſo $\frac{2}{\alpha}$ = 13,2198 Quadrat-Millimeter, und folglich die Adhäſion der vorhin gebrauchten Scheibe = 37,283 Grammen. Herr Gay-Luſſac fand bei eben der Temperatur durch Beobachtung 37,152 Grammen.

Terpenthin-Oehl, deſſen ſpecifiſches Gewicht bei 8 Gr. Temperatur, verglichen mit der des eben ſo warmen Waſſers, = 0,869458 war, ſtieg in der erſten Röhre auf 9,95159 Millimeter. Dieſes giebt die corrigirte Höhe = 10,16729 und $\frac{2}{\alpha}$ = 13,1606 Quadrat-Millimeter, und daraus findet ſich die

Adhäſion der vorigen Scheibe an dieſes Flüſſige durch Rechnung = 34,350 Grammen. Hr. Gay-Luſſac fand ſie durch Beobachtung bei eben der Temperatur = 34,104 Gr., abermahls wenig von der Berechnung verſchieden.

Herr Gay-Luſſac hat mehrere Verſuche über die Adhäſion eben dieſer Scheibe an *Queckſilber* gemacht; aber um ſie mit der Theorie zu vergleichen, muſs man *erſtens* die Erhebung des Queckſilbers in einer Glasröhre von gegebenem Durchmeſſer, und *zweitens* den Winkel kennen, welchen die Oberfläche des Queckſilbers mit dem Glaſe im Punkte der Berührung bildet. Beide Stücke ſind durch die Beobachtung ſchwer zu beſtimmen, weil die Reibung des Queckſilbers an dem Glaſe der Erhebung oder Niederdrückung des Queckſilbers im Haarröhrchen zu viel Hinderniſs in den Weg legt, und weil ſie auch den Neigungswinkel der Oberfläche des Queckſilbers gegen die Röhrenwand erheblich ändern kann. Die Vergleichung mehrerer Beobachtungen über Phänomene, welche von der Haarröhren-Kraft abhängen, mit der Theorie, hat mir, als mittleren Werth von $\frac{2}{\alpha}$ für das Queckſilber, bei einer Temperatur von 10 Graden,

$$\frac{2}{\alpha} = 13 \text{ Quadrat-Millimeter}$$

gegeben, und für den ſpitzen Winkel, welchen die Wände des Glasgefäſses mit einer Tangentialebene machen, welche an die Oberfläche des Queckſilbers

an der Grenze der Wirkungsſphäre der Wände gelegt wird, 48 Centeſimal-Grade.

Ich werde von dieſen Gröſsen Gebrauch machen, obgleich ſie vielleicht durch zahlreichere Beobachtungen noch berichtigt werden können. Sie geben $\omega' = 152$ Gr. und $\frac{1}{2}\omega' = 76$ Gr. der Centeſimaltheilung. Unſere Formel beſtimmt daher das Gewicht der durch die vorige Glasplatte gehobenen Queckſilberſäule = 207 Grammen. Hr. Gay-Luſſac fand zwiſchen den Reſultaten ſeiner Verſuche über dieſen Gegenſtand äuſserſt groſse Verſchiedenheiten. Bei ſeinen Beobachtungen über die Adhäſion der Glasſcheibe an der Oberfläche eines Flüſſigen, hing er dieſe Scheibe an eine ſehr genaue Wage und hob ſie durch ſehr kleine Gewichte, die allmählich und langſam in die gegenüber hängende Wagſchale zugelegt wurden. Die Summe der kleinen Gewichte in dem Augenblicke, da die Scheibe ſich von der Oberfläche des Flüſſigen los riſs, beſtimmte das Gewicht der ganzen gehobenen Säule. Verfuhr er nun beim Queckſilber auf dieſe Weiſe, ſo fand er, daſs dieſe Summe deſto gröſser war, je langſamer er die Gewichte nachlegte, und als er ſehr lange Zeiträume zwiſchen dem Auflegen der Gewichte verflieſsen lieſs, ſo konnte er es dahin bringen, daſs die Summe derſelben von 158 bis 296 Grammen ſtieg. Dieſe Summe hängt, wie die vorige Formel zeigt, von dem ſpitzen Winkel ab, welchen die Oberfläche des Queckſilbers mit der des Glaſes macht, und iſt

ſehr

ſehr nahe dem Sinus der Hälfte dieſes Winkels proportional; es zeigt aber die tägliche Erfahrung am Barometer, daſs dieſer Winkel ſich erheblich vermehren kann, wenn das Queckſilber ſehr langſam ſinkt, weil dann die Reibung des Flüſſigen gegen die Wände der Röhre, die an den Wänden liegenden Theilchen am Sinken hindert. Eben ſo hindert die Reibung die Queckſilberſäule, ſich von der Scheibe los zu reiſsen; reiſst ſie ſich aber los, ſo verläſst ſie erſt den Rand der Scheibe, dann wird ſie immer ſchmäler und verläſst endlich die Scheibe ganz. Die Reibung des Queckſilbers gegen die untere Fläche der Scheibe muſs dieſen Erfolg hindern, und eben ſo, wie beim Sinken des Barometers, den ſpitzen Berührungswinkel der Oberfläche des Queckſilbers und des Glaſes vermindern. Man überſieht daher, daſs, wenn alle Theilchen der flüſſigen Säule Zeit genug haben, um ſich dem hieraus entſtehenden neuen Zuſtande des Gleichgewichtes zu accommodiren, das ganze zum Losreiſsen der Scheibe nöthige Gewicht leicht noch ſehr viel gröſser werden kann. Dieſes Gewicht würde ſogar auf 400 Grammen ſteigen, wenn der Berührungswinkel ein rechter wäre.

Scheiben von *verſchiedenen Materien*, die mit einem Flüſſigen vollkommen befeuchtet ſind, müſſen, bei gleichen Halbmeſſern, der Trennung von dieſem Flüſſigen gleichen Widerſtand entgegen ſetzen; denn in dieſem Falle wird der Widerſtand durch den Zuſammenhang des Flüſſigen mit ſich

felbst zuwege gebracht; nämlich durch den Zusammenhang des Flüssigen mit der Schichte, welche die untere Seite der Scheibe überzieht. Um diesen Satz zu prüfen, brachte Herr Gay-Lussac eine kupferne Scheibe von 116,604 Millimeter Durchmesser in Berührung mit Wasser, und fand bei $18\frac{1}{2}$ Grad Temperatur das Gewicht, welches nöthig war, um sie abzureissen, $= 57,945$ Grammen. Nimmt man nun an, dass für Kupfer der Werth von $\frac{2}{\alpha}$ eben so gross, als für Glas ist, nämlich $= 30,2621$ Quadrat-Millimeter, so findet man das Gewicht des gehobenen Wassers $= 57,757$ Grammen, welches äusserst wenig von der Beobachtung abweicht.

24. Wenn man die Adhäsion von Scheiben aus verschiedenen Materien an der Oberfläche desselben Flüssigen beobachtet, so lässt sich das Verhältniss der *anziehenden Kräfte* dieser Materien auf das Flüssige bestimmen. Bedient man sich kreisförmiger Scheiben von einem sehr grossen Durchmesser, so ist, nach dem Vorigen, die

Adhäsion beinahe $= \pi l^2 \cdot \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\alpha}} \cdot D' \cdot \cos.\frac{1}{2}\omega'$,

wenn D' die Dichtigkeit des Flüssigen bedeutet. Nennt man also p das Gewicht, welches nöthig ist, um die Scheibe von der Oberfläche des Flüssigen los zu reissen, so ist jene Grösse $= p$. Hier beziehen sich die Grössen D' und α bloss auf das Flüssige, und es sind daher die Werthe, welche $\cos.\frac{1}{2}\omega'$ bei Scheiben von gleichen Durchmessern, die aus verschie-

denen Subſtanzen beſtehen, erhält, der Gröſse p, folglich $\cos.^2 \frac{1}{2}\omega'$ der Gröſse p^2 proportional. Wir wiſſen aber (aus §. 13.), daſs $\cos.^2 \frac{1}{2}\omega' = \frac{\varrho}{\varrho'}$ iſt; alſo ſind, da ϱ' ſich auf das Flüſſige bezieht, die den verſchiedenen Scheiben entſprechenden Werthe von ϱ den Quadraten der correſpondirenden Gewichte p proportional. Dieſe Werthe beziehen ſich (nach §. 1. am Ende) auf gleiche Volumina, und man muſs ſie mit den Dichtigkeiten der Subſtanzen dividiren, um die Werthe zu erhalten, welche ſich auf gleiche Maſſen beziehen. Dieſe Werthe von ϱ würden den Attractivkräften proportional ſeyn, wenn das Geſetz der Anziehung für die verſchiedenen Subſtanzen einerlei wäre; in dieſem Falle alſo verhielten ſich die *Attractivkräfte der verſchiedenen Materien auf das Flüſſige*, bei gleichem Volumen, wie die Quadrate der Gewichte, die erfordert werden, um einerlei Scheibe von der Oberfläche des Flüſſigen abzureiſsen.

Wenn eine Flüſſigkeit die Scheibe vollkommen befeuchtet, ſo zeigen die Beobachtungen über die Adhäſion bloſs die Attraction des Flüſſigen gegen ſich ſelbſt. Benetzt das Flüſſige die Scheiben nicht vollkommen, ſo bringt die Reibung deſſelben gegen die untere Seite groſse Aenderung in den Reſultaten der beobachteten Adhäſion hervor, ſo wie wir dieſes bei Glasplatten, die an einer Queckſilberfläche anliegen, geſehen haben. In dieſem Falle iſt es ſchwer, dasjenige Reſultat aus-

zufinden, welches ohne diese Anomalie Statt finden würde, und es läſst sich folglich die Attraction der Scheibe auf ein solches Flüſsiges nicht sicher bestimmen.

Wir haben im Vorigen gesehen (§. 16.), daſs der Berührungswinkel des Quecksilbers mit dem Glase, im Wasser, $= 0$ ist, oder daſs die Oberfläche des mit Wasser bedeckten Quecksilbers in einem gläsernen Haarröhrchen eine convexe Halbkugel bildet. Hieraus folgt, wenn man eine Glasscheibe an die Oberfläche des Quecksilbers anlegt und dann die Glasscheibe und das Quecksilber im Gefäſse mit Wasser bedeckt, daſs $\omega' = \pi$ seyn, und folglich der vorige Ausdruck für das Gewicht der mit der Scheibe gehobenen Quecksilbersäule $= o$ werden muſs; die Scheibe muſs sich dann also ohne allen Widerstand vom Quecksilber trennen lassen. Und in der That hat Herr Gay-Lussac dieses bei seinen Versuchen so gefunden.

P. *Figur eines groſsen Quecksilber-Tropfens, und Depression des Quecksilbers in einer Glasröhre von bedeutendem Durchmesser.*

24. Wenn sich auf einer ebenen, horizontalen Glasplatte ein breiter, kreisförmiger Quecksilbertropfen befindet, so ist der vertikale, durch des Tropfens Centrum gehende, Querschnitt desselben am Scheitel sehr wenig gekrümmt; aber wenn man sich von diesem Punkte entfernt, so nimmt die Krümmung immer mehr zu bis an den

Punkt, wo die Tangente vertikal wird. In diesem Punkte ist die Breite des Tropfens am gröfsten und die Krümmung am stärksten; unterhalb nähert die Oberfläche sich wieder der Achse, und stöfst endlich unter einem spitzen Winkel mit dem Glase zusammen. Wir wollen jetzt die Gleichung für diese Durchschnitts-Curve bestimmen.

Es sey b der Krümmungshalbmesser der Curve am Scheitel, und es sey zugleich in diesem Scheitel der Anfangspunkt der horizontalen Ordinaten u und der vertikalen Ordinaten z, durch welche die Lage irgend eines Punktes der Curve bestimmt werde. Es ist dann nach §. 4.

$$\frac{\frac{d^2z}{du^2}}{\left(1+\frac{dz^2}{du^2}\right)^{\frac{3}{2}}}+\frac{\frac{1}{u}\cdot\frac{dz}{du}}{\left(1+\frac{dz^2}{du^2}\right)^{\frac{1}{2}}}-2az=\frac{2}{b};$$

Ist der Tropfen sehr breit, so kann man für einen grofsen Theil seiner Oberfläche die dritten Potenzen von $\frac{dz}{du}$ vernachläfsigen, und dann erhält die Gleichung folgende Form

$$u\cdot\frac{d^2z}{du^2}+\frac{dz}{du}-2\alpha uz-\frac{2u}{b}=o.$$

Diese vereinfachte Gleichung ist dennoch nach den bekannten Methoden nicht integrabel, aber man kann ihr Genüge thun, wenn man

$$z=\frac{1}{\alpha b\pi}\int d\varphi\,.\,[e^{u\sqrt{2\alpha}\,.\,\cos.\varphi}-1]$$

setzt, und das Integral von $\varphi=o$ bis $\varphi=\pi$ nimmt. Dieser Werth ist nicht das vollständige Integral dieser Gleichung, aber er genügt für den

jetzigen Fall, wo z und $\frac{dz}{du}$ mit u zugleich verschwinden.

Daſs dieſer Werth der Differentialgleichung entſpreche, läſst ſich folgender Maſsen überſehen. Es folgt aus

$$z = \frac{1}{\alpha b\pi} \int d\varphi \, [e^{u \cdot \cos.\varphi \cdot \sqrt{2\alpha}} - 1]$$

$$\frac{dz}{du} = \frac{1}{\alpha b\pi} \int d\varphi \, \cos.\varphi \cdot \sqrt{(2\alpha)} \cdot e^{u \cos.\varphi \cdot \sqrt{(2\alpha)}};$$

$$\frac{d^2z}{du^2} = \frac{1}{\alpha b\pi} \int d\varphi \cdot 2\alpha \cdot \cos.^2\varphi \cdot e^{u \cos.\varphi \cdot \sqrt{2\alpha}};$$

und wenn man dieſe Werthe in unſere zu integrirende Gleichung ſetzt, ſo muſs ſeyn

$$\frac{1}{\alpha b\pi} \int d\varphi \, [2\alpha u \cdot \cos.^2\varphi + \cos.\varphi \cdot \sqrt{2\alpha} - 2\alpha u] \cdot e^{u \cdot \cos.\varphi \sqrt{2\alpha}}$$

$$+ \frac{2u \int d\varphi}{\pi} - \frac{2u}{b} = 0.$$

Nimmt man hier die Integrale von $\varphi = o$ bis $\varphi = \pi$, ſo heben ſich ſogleich die beiden letzten Glieder auf, die erſtern aber geben

$$\frac{1}{\alpha b\pi} \sqrt{(2\alpha)} \cdot \mathit{ſin}.\varphi \cdot e^{u \cos.\varphi \cdot \sqrt{2\alpha}} + \mathit{conſt}.$$

Und da die *conſt.* $= o$ wird für $\varphi = o$, und auch der vollſtändige Werth verſchwindet für $\varphi = \pi$, ſo iſt unſerer Gleichung Genüge geſchehen.

Da $\cos.\varphi = 1 - 2 \cdot \mathit{ſin}.^2 \frac{1}{2}\varphi$, ſo kann man auch ſetzen

$$z = \frac{e^{u \sqrt{2\alpha}}}{\alpha b\pi} \int d\varphi \cdot e^{-2u \cdot \sqrt{2\alpha} \cdot \mathit{ſin}.^2 \frac{1}{2}\varphi} - \frac{1}{\alpha b}.$$

Wenn nun $2u \cdot \sqrt{2\alpha}$ einen bedeutenden Werth hat, wie dieſes gegen den Rand eines breiten Trop-

fens zu Statt findet, ſo wird der Werth von $e^{-2u\sqrt{2\alpha}\,.\,\sin.^2\frac{1}{2}\varphi}$ ſehr klein und unmerklich, ſo bald φ einen merklichen Werth hat. Giebt man alſo dann der Integralformel $\int d\varphi\,.\,e^{-2u\sqrt{2\alpha}\,.\,\sin.^2\frac{1}{2}\varphi}$ folgende Form

$$\int d\varphi.\cos.\tfrac{1}{2}\varphi\,(1+\tfrac{1}{2}\sin.^2\tfrac{1}{2}\varphi)\,e^{-2u\sqrt{2\alpha}\,.\,\sin.^2\frac{1}{2}\varphi}$$

$$+\,2\int d\varphi.\sin.^4\tfrac{1}{4}\varphi\,(1+2\cos.^2\tfrac{1}{4}\varphi).\,e^{-2u\sqrt{2\alpha}\,.\,\sin.^2\frac{1}{2}\varphi},$$

ſo kann man ohne merklichen Irrthum dieſes letzte Glied weglaſſen, und erhält dann, wenn man $2u.\sin.^2\frac{1}{2}\varphi\sqrt{2\alpha}=t^2$ ſetzt,

$$z=\frac{e^{u\sqrt{2\alpha}}}{\alpha b\pi\sqrt{[2u\sqrt{2\alpha}]}}\int 2dt\,.\,e^{-t^2}\left(1+\frac{t^2}{4u\sqrt{2\alpha}}\right)-\frac{1}{\alpha b}.$$

Das Integral muſs in Beziehung auf t von $t^2=o$ bis $t^2=2u\sqrt{2\alpha}$ genommen werden. Da aber, wie wir voraus ſetzen, $e^{-2u\sqrt{2\alpha}}$ eine unmerkliche Gröſse iſt, ſo kann man das Integral von $t=o$ bis $t=\infty$ nehmen, und hat dann $2\int dt\,.\,e^{-t^2}=\sqrt{\pi}$ und

$$z=\frac{e^{u\sqrt{2\alpha}}}{\alpha b\sqrt{[2\pi u\sqrt{2\alpha}]}}\left(1+\frac{1}{8u\sqrt{2\alpha}}\right)-\frac{1}{\alpha b}.\ ^{*)}$$

*) Ob gleich dieſer Werth von z ſich auf Punkte beziehen ſoll, die dem Rande näher liegen, ſo muſs man ſich doch erinnern, daſs es nur für Punkte gelten kann, wo $\frac{dz}{du}$ ſehr klein iſt, und alſo nicht für die, welche dem äuſsern Rande ſehr nahe liegen. Daſs $\int e^{-t^2}dt=\frac{1}{2}\sqrt{\pi}$ ſey, beweiſet Kramp, *analyſe des réfractions*, p. 65, wo indeſs der Beweis nicht ganz ſtrenge iſt, in ſo fern als er

Wir wollen jetzt die ganz allgemeine Integralgleichung wieder vornehmen, und darin $z = q - z'$ setzen, wo dann q der gröſste Werth iſt, welchen z erreichen kann. Dieſe Gleichung wird dann

$$\frac{\frac{d^2z'}{du^2}}{\left(1+\frac{dz'^2}{du^2}\right)^{\frac{3}{2}}} + \frac{\frac{1}{u}\cdot\frac{dz'}{du}}{\left(1+\frac{dz'^2}{du^2}\right)^{\frac{1}{2}}} + 2\alpha q - 2\alpha z' = -\frac{2}{b}.$$

Es ſey ω der Winkel, welchen die Tangente an der Curve mit dem Radius u macht, ſo wird $\frac{dz'}{du} = -\operatorname{tang}.\omega$, und die vorige Gleichung wird

$$\frac{d\omega}{du}\cdot\cos.\omega + \frac{1}{u}\sin.\omega = 2\alpha q + \frac{2}{b} - 2\alpha z'.$$

Multiplicirt man die verſchiedenen Glieder mit $dz' = -du.\operatorname{tang}.\omega$ und integrirt, ſo wird

$$\cos.\omega + \int\frac{dz'.\sin.\omega}{u} = 2\alpha q z' + \frac{2z'}{b} - \alpha z'^2 + const.$$

Soll das Integral von $z' = o$ an gerechnet werden, und iſt für $z' = o$, $\omega = \omega'$ der ſtumpfe Winkel, den die Oberfläche des Tropfens mit der Ebene macht, ſo iſt $const. = \cos.\omega'$.

Wir können fürs erſte das unaufgelöſete Integral und das Glied $\frac{2z'}{b}$ weglaſſen, und noch in der dann entſtehenden Gleichung $\cos.\omega = 2\alpha q z' - \alpha z'^2 + \cos.\omega'$ als erſte Annäherung $z' = q$ annehmen, für den Punkt, wo die Tangente horizontal iſt.

auf §. 20. beruht, wo n unendlich klein angenommen ward, ſtatt daſs in §. 23. $n = \frac{1}{2}$ iſt. Ein anderer Beweis findet ſich in La Place's *mécanique céleſte*, Tom. IV, p. 251. *Br.*

Dann wird $1 - \cos.\omega' = \alpha q^2$, $q - z' = z = \sin.\frac{1}{2}\omega . \sqrt{\frac{2}{\alpha}}$

und $dz' = -\frac{1}{2}d\omega . \cos.\frac{1}{2}\omega . \sqrt{\frac{2}{\alpha}}$, daher

$$\int \frac{dz' . \sin.\omega}{u} = -\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\alpha}} \int \frac{d\omega . \sin.\frac{1}{2}\omega . \cos.^2 \frac{1}{2}\omega}{u}.$$

Dieſes Integral iſt unbedeutend, wenn ω ein ſehr kleiner Winkel iſt, denn ob gleich alsdann der Nenner des Differentials $\frac{dz' . \sin.\omega}{u}$ ſehr klein und ſelbſt $= o$ ſeyn kann, ſo iſt doch das Differential ſelbſt weit kleiner als in dem Falle, da ω gröſsere Werthe erlangt. In dem letztern Falle iſt u wenig verſchieden von dem Halbmeſſer des Kreiſes, in welchem die Oberfläche des Queckſilbers an die Ebene trifft, und wenn dieſer $= l$ iſt, ſo kann man ohne merklichen Irrthum im vorigen Integrale $u = l$ ſetzen, und das Integral von $\omega = \omega'$ an rechnen. Dann erhält man

$$\int \frac{dz' . \sin.\omega}{u} = \frac{2}{3l} . \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\alpha}} [\cos.^3 \tfrac{1}{2}\omega - \cos.^3 \tfrac{1}{2}\omega'].$$

So hätte man alſo

$$\cos.\omega + \frac{2\sqrt{2}}{3l\sqrt{\alpha}} (\cos.^3 \tfrac{1}{2}\omega - \cos.^3 \tfrac{1}{2}\omega')$$
$$= (2\alpha q + \frac{2}{b}) z' - \alpha z'^2 + \cos.\omega',$$

oder

$$\cos.\omega + \frac{2\sqrt{2}}{3l\sqrt{\alpha}} (\cos.^3 \tfrac{1}{2}\omega - \cos.^3 \tfrac{1}{2}\omega')$$
$$= \alpha q^2 + \frac{2}{b} (q - z) - \alpha z^2 + \cos.\omega'.$$

Weil nun z mit ω verſchwindet, ſo iſt ω^2 durch eine nach den Potenzen von z ſteigende Reihe ausgedruckt. Subſtituirt man dieſe in die vorige Gleichung und vergleicht die Coëfficienten der

gleichen Potenzen, ſo giebt der von z unabhängige Coëfficient

$$1 - \cos.\omega' + \frac{2\sqrt{2}}{3l\sqrt{\alpha}}(1 - \cos.^3 \tfrac{1}{2}\omega') = \alpha q^2 + \frac{2q}{b}.$$

Bei einem ſehr breiten Tropfen iſt $\frac{1}{b}$ ein kleiner Bruch, deſſen Quadrat man weglaſſen darf, und dann giebt die vorige Gleichung beinahe

$$q + \frac{1}{\alpha b} = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\alpha}} \cdot \sin.\tfrac{1}{2}\omega' + \frac{1 - \cos.^3 \tfrac{1}{2}\omega'}{3\alpha l \,.\, \sin.\tfrac{1}{2}\omega'}.$$

Um $\frac{1}{b}$ zu beſtimmen, kehren wir zu der Gleichung

$$dz' = - du \,.\, \mathrm{tang}.\omega = - \tfrac{1}{2}\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\alpha}} \cdot d\omega \,.\, \cos.\tfrac{1}{2}\omega$$

zurück, welche giebt

$$u\sqrt{2\alpha} = \log.\mathrm{tang}.\tfrac{1}{4}\omega + 2\cos.\tfrac{1}{2}\omega$$
$$+ l\sqrt{2\alpha} - \log.\mathrm{tang}.\tfrac{1}{4}\omega' - 2\cos.\tfrac{1}{2}\omega',$$

und die beſtändige Gröſse iſt dadurch beſtimmt, daſs für $u = l$, $\omega = \omega'$ wird. Man hat alſo

$$\mathrm{tang}.\tfrac{1}{4}\omega = \mathrm{tang}.\tfrac{1}{4}\omega' \,.\, e^{(u-l)\sqrt{2\alpha} - 2\cos.\frac{1}{2}\omega + 2\cos.\frac{1}{2}\omega'},$$

wo e die Baſis des natürlichen Logarithmen-Syſtems iſt. Für kleine Werthe von ω giebt dieſe Gleichung

$$\mathrm{tang}.\omega = 4 \,.\, \mathrm{tang}.\tfrac{1}{1}\omega' \,.\, e^{(u-l)\sqrt{2\alpha} - \sin.^2 \frac{1}{4}\omega'}.$$

Differentiirt man den oben für z gefundenen Ausdruck für den Fall, daſs ω ſehr klein iſt, ſo wird

$$\frac{dz}{du} = \frac{\sqrt{2\alpha} \,.\, e^{u\sqrt{2\alpha}}}{\alpha b\sqrt{[2\pi u\sqrt{2\alpha}]}}\left(1 - \frac{3}{8u \,.\, \sqrt{2\alpha}} - \frac{3}{16u^2 \,.\, \alpha}\right)$$

und man kann hier in den letzten Gliedern $u = l$ ſetzen, und wenn l ſehr groſs iſt, die Glieder

$\frac{3}{8u \cdot \sqrt{2\alpha}}$ und $\frac{3}{16u^2 \cdot \alpha}$ überſehen, wodurch dann

$$tang.\omega = \frac{\sqrt{\alpha}}{\alpha b \sqrt{[\pi l \sqrt{2\alpha}]}} \cdot e^{u\sqrt{2\alpha}}$$

wird. Vergleicht man dieſen Ausdruck mit dem vorigen, ſo erhält man

$$\frac{1}{\alpha b} = \frac{4}{\sqrt{\alpha}} \sqrt{[\pi l \sqrt{2\alpha}]} \cdot tang.\tfrac{1}{4}\omega' \cdot e^{-l\sqrt{2\alpha} - 4 \sin.^2 \frac{1}{4}\omega'}.$$

Dieſer Werth von $\frac{1}{\alpha b}$ giebt (nach §. 4.) die Depreſſion in einer weiten Barometerröhre. Es iſt nämlich einleuchtend, daſs die Oberfläche des Queckſilbers in einer weiten Röhre eben ſo iſt, wie die des eben betrachteten Tropfens; aber da, wo dieſe Oberfläche ſich endigt, macht ſie mit den Wänden der Röhre einen Winkel, deſſen Complement $= \omega'$ iſt.

Für ein Fluidum, walches, wie Waſſer oder Alkohol, die Wände der Glasröhre vollkommen befeuchtet, druckt die Gröſse $\frac{1}{\alpha b}$ in einer ſolchen Röhre die Erhebung des niedrigſten Punktes der Oberfläche über das Niveau aus, und man hat $\omega' = \frac{1}{2}\pi$, alſo die Erhebung für dieſen Fall

$$= \frac{4}{(1+\sqrt{2})\sqrt{\alpha}} \cdot \sqrt{[\pi l . \sqrt{2\alpha}]} \cdot e^{-l\sqrt{2\alpha} - 2 + \sqrt{2}},$$

oder

$$= \frac{3{,}63476}{\sqrt{\alpha}} \sqrt{l . \sqrt[2]{2\alpha}} \cdot e^{-l\sqrt{2\alpha}}.$$

Verſuche von Gay-Luſſac.

25. Wir wollen nun dieſe Reſultate mit der Erfahrung vergleichen. Herr Gay-Luſſac hat bei einer Temperatur von 12,8 C. Gr. Beobachtungen über die Dicke eines breiten Queckſilbertropfens angeſtellt, der kreisförmig war, 1 Decimeter im Durchmeſſer hielt, und ſich auf einer vollkommen ebenen, horizontalen Platte von weiſsem Glaſe befand. Mit Hülfe eines ſehr genauen Micrometers maſs er dieſe Dicke auf 3,378 Millimeter. Dieſer Werth iſt ſehr wenig von demjenigen verſchieden, welchen Segner gefunden hat, und der in unſerm Maſse 3,40674 Millimeter beträgt. Berechnet man dieſe Dicke nach dem vorigen Werthe von $q + \frac{1}{\alpha b}$, und ſetzt dabei $\frac{2}{\alpha} = 13$ Quadrat-Millimeter, den ſpitzen Winkel welchen des Queckſilbers Oberfläche mit dem Glaſe macht $= 48^\circ$, alſo $\omega' = 152^\circ$, und vernachläſſiget das Glied $\frac{1}{\alpha b}$, welches bei einem ſo breiten Tropfen unmerklich wird, — ſo erhält man für die Dicke q des Tropfens, $q = 3,39664$ Millimeter; nahe mit der Erfahrung überein ſtimmend.

Herr Gay-Luſſac maſs ferner in einem weiten Glasgefäſse, mit vertikalen Wänden, den Abſtand des Punktes, wo die Oberfläche des Queckſilbers die Wand berührte, von dem höchſten Punkte der Oberfläche; er fand dieſen Abſtand $= 1,455$ Millimeter. Er muſs nach dem Vorigen $= \sqrt{\frac{2}{\alpha}} \cdot \text{ſin.} \frac{1}{2}\omega'$, alſo wenn $\omega' = 52^\circ$ iſt, hier

$= 1{,}432$ Millimeter ſeyn; welches ſich wieder nur wenig von der Beobachtung entfernt.

Um die Formel für die Depreſſion des Queckſilbers in weiten Glasröhren mit der Erfahrung zu vergleichen, wähle ich die in den *Philoſ. Transactions for* 1776 erzählten Verſuche von Cavendiſh. Sie beſtimmen

für eine Glasröhre von	die Depreſſion
0,6 Zoll Durchmeſſer	auf 0,005 engl. Zoll.
0,5 — —	auf 0,007 —
0,4 — —	auf 0,015 —

Da hier $\omega' = 52^o$ iſt, ſo giebt unſere Formel für $\frac{1}{\alpha b}$, wenn man alles in engliſchen Zollen berechnet, die Depreſſion in der erſten Röhre $= 0{,}0038$, in der zweiten $= 0{,}0069$, in der dritten $= 0{,}0126$, alſo ſo nahe mit der Erfahrung überein ſtimmend, als bei dieſen Beobachtungen, wo ſo ſehr kleine Gröſsen zu beſtimmen ſind, erwartet werden kann.

Herr Gay-Luſſac fand durch ein Mittel aus fünf Beobachtungen die Erhebung des niedrigſten Punktes der Oberfläche für *Alkohol*, der ſich in einer Glasröhre von 10,508 Millimeter Durchmeſſer befand, gleich 0,3835 Millimeter. Die Temperatur bei dem Verſuche war 16° C., und die ſpecifiſche Schwere des Alkohols bei derſelben $= 0{,}813467$. In einer Glasröhre, deren Durchmeſſer $= 1{,}2944$ Millimeter betrug, erhob ſich daſſelbe Flüſſige, bei eben der Temperatur, auf 7,0785 Millimeter. Aus der letztern Beob-

achtung folgt $\frac{2}{\alpha}$ = 12,0305 Quadrat-Millimeter, und die vorige Formel giebt für die Erhebung in der weiten Röhre 0,3378 Millimeter, ftatt dafs die Erfahrung diefe Erhebung = 0,3835 gab. Diefer Unterfchied ift innerhalb der Grenzen der Irrthümer, welche fowohl bei den Verfuchen Statt finden, als auch aus der Formel, welche nur eine Näherungsformel ift, entfpringen konnten.

IV.

Ueber
das plötzliche, regellose Steigen und Fallen des Wassers im Genfersee, welches unter dem Namen Seiches bekannt ist,
und über
einige andere Erscheinungen an der Oberfläche von Seen;

von

Vaucher in Genf,

mit Bemerkungen von Will. Nicholson in London.

Frei übersetzt von Gilbert.

Mit dem Namen *Seiches* bezeichnen die Bewohner der Ufer des Genfer-Sees gewisse Veränderungen im Niveau der Wasserfläche des Sees, welche plötzlich und unregelmäſsig eintreten, und mit dem jährlichen regelmäſsigen Anwachsen des Wassers, das vom Schmelzen des Schnees herrührt, nichts gemein haben. Diese Erscheinung ist schon von Fatio de Duilers zu Anfange des vorigen Jahrhunderts in Spon's Geschichte von *Genf* beschrieben worden, und später von Jalabert in den *Abhandlungen* der Pariser Akademie der Wissenschaften 1741, von Serre im *Journal des Savans* 1763, von Bertrand in seinen *Mémoires inédites* und von Saussure im 1. Bande seiner Reisen durch die Alpen. Einige diese Naturforscher ha-

ben verſucht, die *Seiches* zu erklären, doch iſt die Erſcheinung von ihnen weder mit hinlänglicher Genauigkeit aufgefaſst, noch als ein allgemeines Phänomen betrachtet worden. In dem *Bulletin des Sciences de la Soc. philom.* Nr. 96. haben die Herausgeber eine Abhandlung des Hrn. Vaucher über die *Seiches* im Auszuge bekannt gemacht; ich theile dieſen Auszug dem Leſer, ſo wie ich ihn finde, mit, und füge Bemerkungen des ſcharfſinnigen Phyſikers Nicholſon bei, und einige intereſſante Erfahrungen, welche der Seefahrer Horsburgh über Erſcheinungen ähnlicher Art in den indiſchen und chineſiſchen Meeren gemacht hat.

Folgendes ſind die Reſultate, welche Herr Vaucher aus ſeinen zahlreichen Beobachtungen über die *Seiches* gezogen hat.

1) Sie ſind dem Genferſee nicht ausſchlieſslich eigen; man bemerkt ſie auch auf dem Bodenſee, dem Zürcher, dem Annecyer, dem Neufchateller See, und dem *Lago Maggiore*, und man hat Gründe, zu glauben, daſs ſie faſt in allen Seen vorkommen, nur daſs man auf ſie nicht überall aufmerkſam geweſen iſt.

2) Die *Seiches* ſcheinen indeſſen in der That im Genferſee bedeutender, als in irgend einem der andern Seen zu ſeyn, in denen man ſie bis jetzt beobachtet hat. Es iſt nichts Seltenes, die Waſſerfläche des Genferſees an gewiſſen Orten innerhalb 15 bis 20 Minuten ſich um 3, 4 und ſelbſt

5 Fuſs

5 Fuſs erheben und nach einiger Zeit wieder herab ſinken zu ſehen, indeſs die ſtärkſten Seiches in andern Seen weit geringer ſind. Im Bodenſee betragen ſie nur 4 bis 5 Zoll, im Zürcherſee nur 1½ Zoll, im Annecyer nur 4 bis 5 Linien, und in dem Neufchateller See und dem Lago Maggiore ebenfalls nur wenige Linien.

3) In allen dieſen Seen, und vorzüglich in dem Genferſee, ſind die Waſſer-Erhebungen an denjenigen Orten am ſtärkſten und merklichſten, wo der See ſeinen Abfluſs hat. Zwei Lieues von Genf ſteigen ſie nicht höher als um 1 bis 2 Zoll; und nahe bei der Stelle, wo die Rhone in den See eintritt, ſind dieſe Seiches nicht höher, als in den andern genannten Seen.

4) In dieſen verſchiedenen Seen ſind ſie am merklichſten an den Stellen, wo der See ſich verengert.

5) Sie kommen, ohne Unterſchied, in allen Jahreszeiten und zu allen Tagesſtunden vor; doch in allen Seen häufiger bei Tage als bei Nacht, und häufiger im Frühjahre und Herbſte, als im Sommer und Winter.

6) Beſonders hat man in der Nähe von Genf bemerkt, daſs die ſtärkſten Waſſererhebungen zu Ende des Sommers, d. i., zu der Zeit vorkommen, wenn der Waſſerſtand des Sees am höchſten iſt.

7) Die *Seiches* ſind zwar überaus häufig, ſie betragen aber gewöhnlich nur einige Linien, oder höchſtens einige Zolle, und dann können ſie nicht

anders wahrgenommen werden, als an Vorrichtungen, durch welche ſich die Höhe der Waſſerfläche mit Genauigkeit meſſen läſst. Es iſt dem Mangel an Beobachtungen dieſer Art zuzuſchreiben, daſs man ſie bisher für ſehr ſelten gehalten hat, da man ohne ſolche Apparate nur die ſehr ſtarken, mehrere Fuſs betragenden, Erhebungen der Waſſerfläche gewahr wird.

3) Die Seiches treten ein ohne irgend eine [illegible] Bewegung, ohne Wellenſchlagen oder Strömen in der Waſſerfläche.

4) Ihre Dauer iſt ſehr verſchieden, ſelten überſteigt ſie 20 bis 25 Minuten, und oft iſt ſie viel kürzer.

5) Sie zeigen ſich in jeder Temperatur. Indeſſen erhellt doch aus ſehr umſtändlichen Beobachtungs-Tabellen, daſs ſie deſto häufiger und ſtärker ſind, je veränderlicher der Zuſtand der Atmoſphäre iſt. Man hat bemerkt, daſs bedeutende Veränderungen des Barometers mit beträchtlichen Seiches correſpondiren, und es iſt eine allgemeine Meinung unter den Fiſchern, daſs die Seiches Veränderungen des Wetters anzeigen. Vorzüglich ſtark bemerkt man ſie, wenn die Sonne aus dunkeln Wolken hervor tritt, und ſehr hell zu ſcheinen anfängt.

Dies ſind die vornehmſten Umſtände bei der Erſcheinung der Seiches. Aus ihnen laſſen ſich die verſchiedenen Erklärungen beurtheilen, welche man von dieſer Erſcheinung verſucht hat. Fatio ſchreibt die

Seiches sehr heftigen Windstößen zu, welche das Wasser im engsten Theile des Sees zusammen drängen. Nach Jallabert sollen sie von einem plötzlichen Anwachsen der Arve herrühren, die sich in die Rhone, in geringer Entfernung vom See, unter einem bedeutenden Winkel ergiesst, und daher allerdings wohl die Rhone in ihrem Laufe zuweilen eine kurze Zeit über aufhalten, und dadurch machen kann, daſs das Waſſer des Sees in der Nähe von Genf etwas steigt. Bertrand endlich leitete diese Erscheinung von elektrischen Wolken ab, welche das Waſſer des Sees anziehen, und dadurch um so stärkere Oscillationen in demselben bewirken sollen, je näher die Ufer des Sees einander sind *).

Herr Vaucher hält sich nicht dabei auf, zu zeigen, wie unzulänglich diese drei Hypothesen sind, um alle Umstände des Phänomens zu erklären. Die wahre Erklärung, bemerkt er, muſs eines Theils allgemein, und andern Theils lokal seyn, in so fern sie sowohl von den unbedeutenden Seiches, die man auf allen Seen und an allen Stellen ihrer Oberfläche bemerkt, den Grund angeben, als auch erklären muſs, warum diese Erscheinung am westlichen Ende des Genfersees weit merklicher, als an irgend einem andern bekannten Orte ist.

*) Es stehe hier die Hauptsache von dem, was man in dem ersten Theile von Sauſſure's Reisen in die Alpen (S. 15. der deutschen Ueberſetzung) von dieſem Phänomene fin-

Was das Erstere betrifft, so sucht Herr Vaucher den allgemeinen Grund der Seiches in den so häufigen Veränderungen, welche wir in der Schwere der Luftsäulen unserer Atmosphäre bemerken, und folglich in einem ungleichen Drucke des Luftkreises auf verschiedene Punkte der Oberfläche des Sees, welche Meinung auch schon Saussure im 1. Bande seiner *Voy. dans les Alpes* bestimmt geäusert hat.

Man begreift leicht, daſs, wenn an irgend einer Stelle des Sees der Luftdruck plötzlich vermindert wird, ohne daſs dieses an den übrigen Stellen der Oberfläche zugleich der Fall ist, oder

det. „Man sieht zuweilen in stürmischen Tagen das Wasser des Genfersees sich auf ein Mahl 4 bis 5 Fuſs hoch erheben, dann wieder eben so schnell sinken, und so abwechselnder Weise einige Stunden lang fortfahren. Man nennt diese Naturerscheinung *Seiches*. Sie ist an den Ufern, da, wo der See am breitesten ist, nur wenig merklich; mehr an seinen Enden, hauptsächlich aber bei Genf, wo der See am engsten ist. Fatio leitet sie von Stöſsen des Südwindes her, der das Wasser gegen die Sandbank drücke, die den See oberhalb des Ausflusses der Rhone einschlieſst. Der verstorbene Jallabert bemerkt, daſs diese Erklärung sich nicht zu einem Ebben und Fluthen passe, das auch, nach häufigen Bemerkungen, zur Zeit der Windstille Statt finde. — — Man hat aber *Seiches* wahrgenommen, bei denen weder Windstöſse voran gegangen, noch auch die Arve ausgetreten oder nur merklich angewachsen war. Ich selbst habe am 3. August 1763 eine der beträchtlichsten beobachtet, die man je wahrgenommen hat. In einer der Wallungen stieg das Wasser auf 4 F. 6 Z. 9 L. innerhalb 10 Minuten, und doch war die Arve nicht merklich gewachsen (vergl. *Hist. de l'Acad.* 1763). Umgekehrt sieht man sehr schnelle und beträchtliche Ver-

während er hier vielleicht gar vermehrt wird, — das Waſſer an jener Stelle gezwungen ſeyn wird, anzuſteigen, und wieder wird ſinken müſſen, ſo bald ſich die Luftſäulen ins Gleichgewicht ſetzen. Bekanntlich ſind die Veränderungen des Barometerſtandes ſo häufig, daſs das Barometer im Grunde niemahls völlig ſtill ſteht. Dieſe Veränderungen können durch Abwechſelung in der Temperatur entſtehen; nach Sauſſure's Berechnung entſpricht eine Abnahme von 3 Grad in der Temperatur einer Luftſäule, einer Veränderung von 0,85 Linien in dem Barometerſtande. Veränderungen dieſer Art finden in Gebirgsgegenden, am häufig-

änderungen der Arve, ohne daſs daraus *Seiches* entſtehen. Am 26. Okt. 1778 ſchwoll die Arve nach häufigem Regen und einem warmen Winde in wenig Stunden auf eine Höhe an, die ſie ſeit 1740 nicht gehabt hatte. Die Rhone wurde durch ſie in ihrem Laufe aufgehalten, und der See ſtieg, aber ſtufenweiſe, ohne die ſchnellen Wallungen zu zeigen, durch die ſich die *Seiches* charakteriſiren; und ſein Fallen war eben ſo langſam, obſchon die Arve ſehr ſchnell wieder geſunken war. Sie hatte Nachmittags die gröſste Höhe erreicht, in der ſich zugleich das Waſſer des Sees befand, und den andern Morgen war ſie ſchon um 3 Fuſs gefallen, während die Oberfläche des Sees ſich erſt um 6 Linien geſenkt hatte. Das Waſſer eines ſo groſsen Behälters konnte dem des Stroms nur langſam in ſeinen Veränderungen nachfolgen. — — Ich glaube, daſs ſchnelle und lokale Veränderungen in der Schwere der Luft zu dieſer Erſcheinung das Ihrige beitragen, und dieſe einen Augenblick dauernde Ebbe und Fluth hervor bringen können, indem ſie auf eine verſchiedene Weiſe auf die Fläche des Sees drücken." — Man wird hieraus die unten folgenden Bemerkungen Nicholſon's beſſer beurtheilen können. *Gilbert.*

ſten im Frühjahre und Herbſte und bei Annäherung von Stürmen und Gewittern Statt; alles Umſtände, welche damit zuſammen ſtimmen, daſs zu dieſen Zeiten die *Seiches* am häufigſten ſind. Dieſe allgemeine Urſache erklärt die geringen Veränderungen des Niveau, welche allen Seen gemein ſind; ſie gilt aber zugleich für alle groſsen Oberflächen, und es iſt daher ſehr wahrſcheinlich, daſs ähnliche Veränderungen des Niveau auch auf dem Meere Statt finden, unabhängig von der Ebbe und Fluth, welche Urſache iſt, daſs man ſie dort bisher überſehen hat. Vielleicht tragen dieſe Veränderungen im Gewichte der Atmoſphäre zu den plötzlichen und lokalen Erhebungen des Waſſers in dem Meere bei, die man bisher alle ohne Unterſchied zu den Waſſerhoſen gerechnet hat. Die nämliche Urſache kann auch auf die Flüſſe wirken; aber ſtatt deren Niveau zu erhöhen oder zu erniedrigen, muſs ſie ſich, Herrn Vaucher zu Folge, dahin äuſsern, den Fluſs in ſeinem Laufe für einen Augenblick zu beſchleunigen oder zu retardiren; ein Umſtand, der ſehr ſchwer zu beobachten ſeyn würde, und über den wir noch gar nichts wiſſen.

Was den zweiten Theil der Erklärung betrifft, warum nämlich das Phänomen in dem hinterſten Theile des Genferſees, unweit Genf, ſich von ſo vorzüglicher Stärke zeigt, ſo gründet ſie Hr. Vaucher auf Umſtände, die dieſem See eigen ſind, und die ſich in mindern Graden auch bei dem Zürcherſee und bei dem Bodenſee finden, wo die *Sei-*

ches nächst dem Genfersee am stärksten sind. Der erste dieser Umstände ist, dass sich der See an einer gewissen Stelle verengert; der zweite, dass er nach seinem Ausflusse zu geneigt ist.

Was den erstern Umstand betrifft, so reicht der Blick auf eine Karte des Genfersees hin, um sich zu überzeugen, dass der See an seinem westlichen Ende sich beträchtlich verengert, so, dass er eine halbe Lieue von Genf kaum ein Drittel so breit als bei Thonon ist. Nun lässt sich aber ein See von dieser Gestalt mit einer mit Wasser gefüllten heberförmigen Röhre vergleichen, deren Schenkel von sehr ungleichem Durchmesser sind. Ist z. B. der Querschnitt des einen Schenkels 14 Mahl kleiner als der des andern, so wird, wenn plötzlich der Luftdruck auf den engern Schenkel um 1 Linie Wasserhöhe zunimmt, das Wasser in ihm um 14 Linien fallen, und in dem weiten Schenkel nur um 1 Linie steigen; und umgekehrt würde bei einer Vermehrung des Drucks auf den weiten Schenkel, der das Wasser in demselben um 1 Linie sinken machte, das Wasser im engen Schenkel im ersten Augenblicke um 14 Linien steigen. Und dieser Erfolg würde der doppelte seyn, wenn der Druck der Atmosphäre auf einen Schenkel abnähme, während er sich auf dem andern vermehrte. Man wird diesem zu Folge zugeben, dass in Seen, die sich an irgend einer Stelle merklich verengern, der Einfluss der atmosphärischen Veränderungen auf die Erzeugung der *Sei-*

ches an der engern Stelle beträchtlicher seyn muss, als an der weitern.

Ein ähnlicher Erfolg muss nach Herrn Vaucher auch Statt finden, wenn der Theil des Sees, wo dieser seinen Abfluss hat, gegen den Horizont geneigt ist. Er bemerkt, dass jeder in einer geneigten Ebene befindliche Theil einer Flüssigkeit als von zwei Kräften getrieben betrachtet werden kann; eine, welche ihn auf das Niveau des obern Theils der geneigten Ebene oder des Wasserbehälters zu erheben strebt, und die andere, welche ihn nach der Richtung des Stromes antreibt. Wenn nun die Theile der obern Flüssigkeit plötzlich niedergedrückt werden, und dadurch das Strömen einen Augenblick über aufhört, so werden die flüssigen Theilchen dann nur von der ersten Kraft getrieben, und von ihr zu dem vorigen Niveau der obern Theile aufwärts gehoben, von dem sie gleich darauf wieder herab sinken. Nun haben aber, wie oben bemerkt worden ist, alle die Stellen von Seen, wo die *Seiches* sehr merklich sind, wirklich einen beträchtlichen Abhang; und natürlich wird dieser Abhang stärker in den Jahreszeiten, in welchen das Wasser des Sees am höchsten steht; und gerade das ist die Zeit, wenn die *Seiches* in der Nähe von Genf am auffallendsten sind.

Ausser den Phänomenen der *Seiches* zeigen der Genfer und alle übrige Seen noch zwei auffallende Erscheinungen. Die eine wird von den Fischern auf dem Genfersee mit dem Namen der *Fon-*

tainen bezeichnet. Sie besteht darin, dass die Oberfläche des Sees, statt durchaus ruhig oder durchaus in Bewegung zu seyn, einige ruhige und einige bewegte Stellen zugleich enthält, die oft mit einander auf tausenderlei Arten untermengt, aber immer sehr deutlich und bestimmt sind. Diese Thatsache scheint anzuzeigen, dass von verschiedenen Säulen des Luftkreises, wenn sie gleich einander sehr nahe sind, einige in Bewegung, andere in Ruhe seyn können. Ein solches Aussehen der Wasserfläche gilt den Fischern für eine Anzeige von Regen.

Die andere Erscheinung, von der Hr. Vaucher redet, besteht in gewissen *schallenden*, entfernt scheinenden, Explosionen oder Stössen, die einem Kanonenschusse gleichen, und die man zuweilen an schönen Sommerabenden vernimmt. Diese Erscheinung kommt zwar nur selten vor, wird aber von mehreren Uferbewohnern des Genfersees bekräftigt. Sie findet auch nach Escher's Versicherung am Zürchersee, und nach Patrin's Behauptung im Baikalsee Statt. Herr Escher versichert, dass er alle Mahl, wenn er einen solchen Stoss gehört, nach $\frac{1}{2}$ oder $\frac{3}{4}$ Minuten aus dem Zürchersee eine Luftblase, ungefähr 1 Fuss im Durchmesser, habe aufsteigen sehen.

Bemerkungen
über die hier beschriebenen Erscheinungen an der Oberfläche der Seen, und über die Erklärungen derselben;

von

WILL. NICHOLSON in London.

Keine der bisher angegebenen Urfachen fcheint mir die Wirkung genügend zu erklären, welche auf dem Genferfee unter dem Namen *Seiches* bekannt ift. Plötzliche und heftige Windftöfse möchten fchwerlich auf diefe Weife fo partiell wirken können, dafs nicht die gleichzeitige Exiftenz folcher *Squalls* die Aufmerkfamkeit des gemeinen Volks fowohl als der genauern Beobachter, welche auf diefe Veränderungen gemerkt haben, hätte auf fich ziehen follen. Es hat nicht weniger Schwierigkeit, in dem Arveftrom unbeachtete Veränderungen anzunehmen, welche hinreichten, diefe fehr merkliche Erhebungen an der Oberfläche des Sees hervor zu bringen. Herrn Bertrand's elektrifche Hypothefe verweifet zu einer Klaffe von Erfcheinungen, von der wir zu wenig wiffen, als dafs wir fie anders, als nach Art einer fehr lokkern Conjectur, zulaffen könnten; über diefs bemerken wir, dafs die Wirkfamkeit elektrifcher Wolken viel allgemeiner gegen Berge, als auf Thäler, in welchen die Seen nothwendig liegen, gerichtet ift. So finnreich die neuefte Erklärung auch ift, welche von Herrn Vaucher herrührt,

so erfordert doch auch sie, dass wir in der Atmosphäre Luftsäulen annehmen, die in ihrem Gewichte bedeutend verschieden, und doch nahe bei einander sind. Selbst wenn wir die Möglichkeit davon einräumen wollten, so bleiben doch noch grosse Zweifel an der Wahrscheinlichkeit. Die Aufgabe scheint mir eine leichtere Auflösung aus andern Erklärungsgründen zuzulassen, indess die Erklärung des Herrn Vaucher, wie ich glaube, von Annahmen ausgeht, welche mit den bekannten Gesetzen der Statik nicht bestehen.

Dieser scharfsichtige Beobachter setzt als Bedingungen seiner allgemeinen Theorie voraus, der See bestehe aus zwei verschiedenen Antheilen Wasser, von denen der eine viel ausgedehnter als der andere sey, und mit ihm durch einen engen Antheil in Verbindung stehe; und er meint, wenn der Druck der Atmosphäre auf den ausgedehntern Antheil grösser als auf den kleinern sey, müsse ersterer herab gedrückt und der letztere angehoben werden, und der Unterschied in der Höhe beider Oberflächen, der durch das Uebergehen irgend einer gegebenen Menge von Wasser bewirkt werde, sey um so grösser, je kleiner die Oberfläche ist.

Dieses ist sehr richtig. Aber es kann auf keinen Fall sich ereignen, dass der Unterschied der Höhen der einen und der andern Wassermasse mehr beträgt, als die Veränderung, welche in dem Stande eines Wasser-Barometers durch eine solche Verschiedenheit des Drucks hervor gebracht werden würde, nämlich ungefähr 14 Linien für je

1 Linie Veränderung im Stande des Queckſilber-Barometers. Geſetzt alſo auch, während der kurzen Zeit einer *Seiche* ſteige das gewöhnliche Barometer um $\frac{1}{2}$ Zoll und ſinke wieder eben ſo viel, (welches, wie ich glaube, noch nie geſchehen iſt) ſo würde doch die *Seiche* nicht über 7 Zoll ſteigen können. Der ganze Spielraum des Barometers entſpricht keiner gröſsern Anhebung des Waſſers als von $3\frac{1}{2}$ Fuſs, indeſs die Seiches das Waſſer manchmahl um 5 Fuſs anſteigen machen *).

Ich wage die Vermuthung, daſs dieſe Erſcheinung einer von den vielen oſcillatoriſchen Vor-

*) Herr Nicholſon berückſichtigt bei dieſer Einwendung den Umſtand nicht, welchen Herr Vaucher bei ſeiner Erklärung ausdrücklich in der Abſicht, um dieſe Schwierigkeit zu heben, bemerkt zu haben ſcheint; daſs nämlich, wenn die Waſſermaſſe durch zunehmenden Druck auf den weiten Schenkel der heberförmigen Röhre in Bewegung geſetzt wird, ſie in dem engern Schenkel im erſten Augenblicke weit höher ſteigen wird, als ſie im weitern Schenkel ſinkt. In wie fern ſich aber dieſes auf einen See übertragen laſſe, der aus einem weitern und einem engern Theile beſteht, und in wie weit die Dauer eines ſolchen Anſteigens der Seiche entſpricht, das hätte allerdings einer genauern Unterſuchung verdient. Wird plötzlich der Druck auf den weitern Theil des Sees vermehrt, ſo kommt die ganze Waſſermaſſe dadurch in eine Bewegung herabwärts, und ehe dieſe nicht durch das Zurückwirken des in dem engern Theile angehobenen Waſſers ganz aufgehoben, und in eine entgegen geſetzte Bewegung verſetzt worden iſt, wird das Waſſer im engern Theile nicht die gröſste Höhe erreicht haben, und von ihr nicht zurück ſinken. Wäre die Geſchwindigkeit des Waſſers den Querſchnitten der beiden Schenkel der Röhre verkehrt proportional, und dieſe verhielten ſich wie 14 zu 1, ſo würde das Waſſer in dem engern Schenkel beinahe bis zu der vierzehnfachen Höhe anſteigen, um die es in dem weitern Schenkel ſinkt, alſo beinahe um

gängen ist, welche eintreten, so oft zwei variable Naturkräfte im Erzeugen oder Modificiren eines Erfolgs einander entgegen wirken. Die mehresten kleinen Seen werden durch Erweiterungen eines Flusses, der den See an einem Ende füllt, am andern leert, gebildet. In diesem Falle muss des Wassers in dem See immer mehr seyn, als hinreicht, ihn bis zu dem Niveau des niedrigsten Punktes der Wasserfläche, bei dem Ausflusse, zu füllen. Um wie viel mehr, das hängt von den Flüssen ab, welche ein- und welche ausfliessen. Nimmt die Menge des

14.14 Linien oder um 16 Zoll, für 1 Linie Quecksilberhöhe, um die der Druck auf dem weitern Schenkel zunähme. Ob wirklich die ganze Oberfläche des engern Theils des Sees bei einer *Seiche* ansteigt, und an welchen Stellen am höchsten, oder ob die Anhebungen lokaler sind, das erhellet aus dem nicht, was in dem vorstehenden Aufsatze aus den Beobachtungen des Herrn Vaucher mitgetheilt wird; und doch scheint das ein Umstand zu seyn, auf den es bei der Beurtheilung der Hypothesen, welche man zur Erklärung erdacht hat, vorzüglich anzukommen scheint. Ist es richtig, dass die *Seiches* (wie Saussure in der in der Anmerkung auf S. 344 f. mitgetheilten Stelle ausdrücklich und wiederholt versichert) in einer schwankenden Bewegung, die mit abwechselndem Steigen und Sinken des Wassers eine Zeit lang fortdauernd besteht, so wird dadurch die Vaucher'sche Erklärung noch um vieles wahrscheinlicher. Denn wenn das Wasser aus der engen Röhre in die weitere zurück tritt, wird es über den Zustand des Gleichgewichts hinaus gehen, und dadurch wiederholte Schwankungen hervor bringen. — Was die Erklärung Nicholson's betrifft, so scheint sie mir vollständig durch die Beobachtungen widerlegt zu werden, welche Saussure über den Einfluss des Standes der Arve auf den Stand des Sees und auf die *Seiches* anführt, und durch das, was oben, unter 10., vom Einflusse des Scheinens der Sonne auf die *Seiches* gesagt ist. *Gilbert.*

einströmenden Waſſers zu, ſo ſteigt das Niveau höher; daſſelbe bewirkt jede Zunahme der Hinderniſſe im Abfließen. Wird umgekehrt der Zufluſs vermindert, oder das Abfließen erleichtert, ſo muſs das Niveau der Waſſerfläche in dem See ſinken. Dieſe Wirkungen müſſen am auffallendſten an dem Ende des Sees wahrgenommen werden, wo die wirkende Urſache unmittelbar thätig iſt. Iſt eine Veränderung eingetreten, zum Beiſpiel das Sinken des Niveau, ſo wird ſie auf eine kurze Zeit lang fortdauern, wenn ſchon die Urſache zu wirken aufgehört hat, und daher muſs auf das Sinken ein Steigen folgen, und das ſelbſt, wenn die wirkenden Urſachen unverändert fortdauern. Veränderungen dieſer Art im Kleinen kann man bei Mühlen-Teichen und ſelbſt in den ebenen Stellen von Bächen, an Oertern wahrnehmen, wo das ſandige Ufer allmählich anſteigt, und Veränderungen im Niveau merklicher macht. Im Frühlinge und im Herbſte, wenn die Witterung am veränderlichſten iſt, ſind die Veränderungen in der Waſſermenge und folglich im Stande des Fluſſes oberhalb und unterhalb des Sees am häufigſten, und daher müſſen zu dieſer Zeit die *Seiches* häufiger und beträchtlicher ſeyn; auch müſſen ſie an den Enden eines langen Sees am wahrnehmbarſten ſeyn. Die andern Umſtände werden durch Urſachen modificirt, die ſich mehrentheils nur durch Beobachtungen an Ort und Stelle auffinden laſſen.

Die deutlich verschiedenen rauhen und glatten Stellen der Oberfläche des Genfersees, welche man dort *Fontaines* nennt, zeigen sich auch auf eine sehr auffallende Weise auf dem Meere, so oft nach gänzlicher Windstille ein Wind (*breeze*) sich erhebt. Diese merkwürdige Erscheinung ließse sich vielleicht erklären, wenn man annähme, dafs die anfangenden Bewegungen der Luft mit Wirbeln (*eddies*) verbunden wären, die auf einige Stellen der Oberfläche stärker als auf andere einwirkten. Dieses scheint indefs mit einer gewissen Stetigkeit, mit welcher die rauhen und die glatten Stellen der Oberfläche eine Zeit lang gesondert bleiben, nicht vereinbar zu seyn. Eine Vermuthung, auf welche ich kam, oder die vielleicht von jemand anders geäufsert wurde, als ich mich vor vielen Jahren auf dem Meere befand, genügt mir zwar auch nicht, doch verdient sie hier angeführt zu werden. Es ist bekannt, dafs der Wind auf Wasser, das mit irgend einer öhligen Lage bedeckt ist, nur wenig Macht hat, und aus den Versuchen Franklin's und einiger andern haben wir gelernt, dafs ein einzelner Oehltropfen sich schnell über eine beträchtliche Wasserfläche verbreitet, und indem er alle elementarische Wellen zur Ruhe bringt, die Wasserfläche aufserordentlich eben macht. Es scheint mir nicht unwahrscheinlich, dafs während einer Windstille ein öhliger Rückstand aus faulenden thierischen Theilen zur Oberfläche sich erheben und über sie theilweise unregelmäfsig ver-

breiten kann, und daſs ſolche Stellen eine bedeutende Zeit lang eben und glatt bleiben können, wenn ein ſich ſanft erhebender Wind die übrigen Stellen in Wellen gerunzelt hat. Ich glaube mich zu erinnern, daſs eine ſolche Erſcheinung nicht über ½ Stunde gedauert haben kann; doch iſt ſie ſehr gewöhnlich, und ich habe ſie häufig geſehen. Sollte nicht eine ähnliche Urſache dieſe Erſcheinung in dem Genferſee bewirken?

Das *Getöſe*, das wie entfernte Kanonenſchüſſe klingt, ſcheint allerdings auf einer Entwickelung von Gas aus dem Boden des Sees, das an der Oberfläche als eine Blaſe zerplatzt, zu beruhen. Folgende nicht allgemein bekannte Wirkung iſt ſehr geeignet, zu veranſchaulichen, wie mächtige Bewegungen eine kleine Menge anſteigender Luft im Waſſer hervor zu bringen vermag. Wenn ein Schwimmer ſo viel Luft, als die Lunge zu faſſen vermag, eingeathmet hat, und dann 15, 20 oder mehr Fuſs tief untertaucht, und in dieſer Tiefe die Luft langſam aus dem Munde bläſet, ſo hört er ſelbſt ein brüllendes Getöſe, und die Zuſchauer ſehen nicht ohne Verwunderung das Waſſer in einer runden oder koniſchen Maſſe ungefähr einen Yard hoch anſteigen, um welche das Waſſer auf einer Fläche von 7 bis 8 Quadratfuſs umher flieſst. Ich zweifle nicht, daſs das Getöſe dieſer aufſteigenden Waſſerſäule und des Platzens der Luftblaſen an einem ſtillen Sommerabend oder in der Nacht, wenn kein anderes Getöſe es übertönt, bedeutend weit zu hören ſey.

V.

Einige Thatsachen und Bemerkungen über Winde, Wellen und andere Erscheinungen an der Oberfläche des Meers;

von

JAMES HORSBURGH, Esq.

(Vergl. diese *Annalen*, 1809, St. 8, oder N. F. B. 2, S. 452.)

Der Auffatz des Herrn **Vaucher** über die sogenannten *Seiches* im Genfersee, und das, was Sie darüber sagen, hat mich veranlaſst, die folgenden Bemerkungen über Ereignisse an der Oberfläche des Meeres aufzuschreiben, welche vorzüglich für das indische und das chinesische Meer, auf denen ich sie gemacht habe, gelten.

Wenn der Wind (*a steady breeze of wind*) bei heiterm Himmel oder indem kleine Wolken hoch in der Atmosphäre stehen, eine Zeit lang gleichförmig und mit Beständigkeit geweht hat, so sind die Wellen gewöhnlich regelmäſsig, glatt und gleich (*smooth*) und bewegen sich in der Richtung des Windes fort, besonders da, wo keine Strömung im Meere Statt findet. Bildet sich zu einer solchen Zeit eine dichte Wolke, und steht sie niedrig in der Atmosphäre wenn sie über den Beobachter fortzieht, so nimmt der regelmäſsige Wind an Stärke ab, und die Wellen scheinen durch die

Wolke, während ſie über ſie wegzieht, in eine unordentliche Bewegung zu gerathen, indem ihre Spitzen höher und unruhig (*turbulent*) ſind; kaum iſt indeſs die dichte Wolke über das Zenith des Beobachters fort, ſo nimmt der Wind wieder ſeine vorige Stärke an, und die Wellen laufen ſo glatt und gleich, als zuvor, dahin.

Entſtehen mehrere dichte Wolken der Art, und kommen eine nach der andern mit dem herrſchenden Winde an, ſo gerathen die Wellen in Unruhe und in Unordnung (*become turbulent and irregulary*), beſonders wenn dieſe Wolken der Oberfläche der See nahe ſind, und von Regenſchauern begleitet werden. Man ſieht dieſes häufig in den Meeren Oſtindiens, und mehr als ein Mahl brachte mich das auf den Gedanken, dieſe niedrigen und dichten Wolken hätten irgend eine Verwandtſchaft zu der Oberfläche der See.

Die Wirkungen dieſer dichten Wolken, während ihres Durchgehens durch das Zenith*, ſind denen entgegen geſetzt, welche man in der Regel bei einem Bö (*a regular ſquall*) wahrnimmt. Dieſe kündigt ſich gewöhnlich durch eine kleine gewölbte (*arched*) Wolke an, welche entweder vom Horizonte aufſteigt, oder ſich in geringer Höhe über dem Horizonte bildet, und allmählich bis nahe an das Zenith herauf kommt. Wenn das voran ſtehende Gewölk des Wolkengewölbes (*of the arch*) dem Zenith ſich nähert, fängt der Windſtoſs in ſeiner Heftigkeit an (*the ſtrength of the*

ſquall commences), und dauert darin fort, während das Gewölk durch das Zenith hindurch geht; gerade das Gegentheil von dem, was dichte Wolken, die hoch über dem Horizonte entſtanden ſind, bewirken.

Strömungen oder *Ripplings* *) an der Oberfläche des Meers ſcheinen eine Verwandtſchaft mit dem Winde zu haben. Da, wo Ebbe und Fluth ſehr ſtark ſind, z. B. in den Mündungen von groſsen Strömen und anderwärts, bemerkt man öfters, daſs die Stärke des Windes ſich mit ihr verändert, indem, wenn der Wind gegen den Strom und alſo nahe in der Richtung der Fluth bläſet, er zur Fluthzeit ſtark, zur Zeit der Ebbe mäſsig iſt.

In geringen Breiten nimmt man häufig die folgende Eigenheit in plötzlicher Veränderung der Stärke des Windes wahr. In tiefem Waſſer, wo eine *Untieſe* von bedeutender Ausdehnung (eine Sandbank oder eine Korallenbank) in der Nähe iſt, findet ſich oft bei nicht ſtürmiſchem Wetter, wenn ein regelmäſsiger Wind herrſcht, daſs auf dieſen Bänken oder Untiefen der Wind viel ſchwächer iſt, als in dem tiefen Waſſer, ganz beſonders zur Zeit, wenn auf ihnen Ebbe oder Fluth oder Strömungen ein Wirbeln (eine *Neer*) und *Ripplings* bewir-

*) *Currents or ripplings.* Ich behalte das letzte Wort unüberſetzt bei, weil ich ſelbſt in Hrn. Röding's Wörterbuch der Marine keinen deutſchen Ausdruck dafür finde, ſondern ſtatt deſſen „*Rippling*, das Geräuſch eines Stroms an der Küſte"; was indeſs Horsburgh darunter nicht verſteht. *Gilbert.*

[illegible]*) Ich habe oft wahrgenommen, daſs, wenn man über den Rand einer ſolchen Bank wegkam, der regelmäſsige Wind augenblicklich in Stärke nachlieſs, die vorige Kraft aber wieder annahm, wenn wir von der Bank herunter in das Waſſer kamen. Dieſes habe ich wiederholt bemerkt, und gefunden, daſs ein Schiff im ſeichten Waſſer auf einer ſolchen Bank ſchwer zu regieren iſt, indeſs man eine kleine Strecke davon in tiefem Waſſer einige der leichtern Segel einziehen muſste; ſo ſehr übertraf hier der regelmäſsige Wind an Stärke den Wind auf den Untiefen.

In verſchiedenen Theilen des indiſchen Meeres, beſonders öſtlich von den Nicobariſchen Inſeln, zwiſchen der Spitze von Achen und Junkceylon, herrſchen während des Süd-Weſt-Monſons ſehr ſtarke *Ripplings*. Wenn dieſe *Ripplings* ſehr hoch und zahlreich ſind, ſo bemerkt man ſelten irgend eine Strömung; welches ſonderbar ſcheint, da man ſie, ſo viel ich weiſs, allgemein für Wirkungen von Strömungen hält. Dieſe *Ripplings* zeigen ſich als lange ſchmale Runzeln oder

*) *If eddies or ripplings, occaſioned by tide or currents prevail on the banks at the time.* Herr Röding überſetzt *Eddy* durch *eine Neer*, und giebt folgende Erklärung: „So heiſst eine gegen den Strom wirbelnde Stelle des Meeres, oder das durch ein Hinderniſs zurück geſtoſsene Waſſer eines Stroms, das dadurch eine dem Strom entgegen geſetzte Richtung annimmt. Es kann ſolches durch eine im Wege liegende Sandbank oder hervorragende Spitze geſchehen. Eine Neer hat allezeit eine wirbelnde Bewegung, und zeigt ſich in einem untiefen Waſſer weit ſtärker als in einem tiefen." *Gilbert.*

erhabene Furchen (*ridges*), mit glatten Stellen von bedeutender Ausdehnung zwifchen fich; fie können den, der fie nicht kennt, des Nachts in Schrecken fetzen durch das Geräufch des fich brechenden Waffers. Das Anfchlagen (*the collifion*) des Waffers in diefen Runzeln bewirkt fo hohe Brandungen, dafs es zu Zeiten gefährlich feyn würde, fich mit einem Boote zwifchen ihnen hinein zu wagen, wenn gleich das Wetter heiter und fchön ift. Sie bewegen fich mit einer beträchtlichen Gefchwindigkeit. Wenn fie unter einem Schiffe weggehen (*when the pafs a fhip*), fo werden fie von einer Abnahme in der Stärke des Windes begleitet, und das Schiff kommt in eine zitternde Bewegung durch das ftarke Anfchlagen des fich brechenden Waffers, und oft fpritzt der Schaum bis auf das Verdeck. Selten dauert es länger als einige Minuten, dafs die Runzeln unter dem Schiffe weggehen. Der Wind nimmt, wenn diefes gefchehen ift, feine vorige Stärke wieder an, und bläfet dann in ihr regelmäfsig fort, bis eine andere Runzel (*ridge*) das Schiff beftürmt. Wahrfcheinlich entftehen fie, indem der Süd-Weft-Monfun aus dem Ocean um das Vorgebirge von Achen in den Eingang der Strafse von Malacca hinein bläfet; doch ift es fonderbar, dafs man keine Strömung mit diefen hohen *Ripplings* wahrnimmt.

Sowohl in dem offnen Ocean als in eingeengten Meeren wird die Oberfläche der See häufig

von *Strömungen* aufgeregt und in heftige Bewegung gesetzt. Wenn der Wind und die Strömung einerlei Richtung haben, so ist die See in der Regel überall ziemlich eben und glatt; läuft dagegen die Strömung dem Winde entgegen, so ist die Oberfläche des Wassers in Unruhe, und es entstehen turbulente Wellen. Dieses ist allgemein unter den Seefahrern angenommen worden, und trifft auch häufig, jedoch nicht immer, zu; denn manchmahl entstehen turbulente Wellen durch eine starke Strömung, auch wenn sie mit dem Winde eine gleiche Richtung hat.

Es ist sonderbar, dass die Strömungen in einigen Theilen des Oceans, die weit entfernt von allem Lande liegen, sehr veränderlich sind; besonders in der Nähe des Aequators. Ich habe in niedrigen Breiten mehrmahls die Erfahrung gemacht, dass die Strömung über 60 englische Meilen in 24 Stunden nach Osten oder nach Westen durchlief; dann aber plötzlich sich veränderte, und während der folgenden 24 Stunden mit derselben Geschwindigkeit nach der entgegen gesetzten Richtung strömte.

Ebbe und Fluth scheinen an den mehresten Orten der Erde in hohen Breiten viel tiefer zu fallen und höher zu steigen, als zwischen den Wendekreisen, ob gleich hier die *Strömungen* mehr zu herrschen scheinen, als in jenen Breiten. In dem nördlichen Theile des atlantischen Meeres sind sie selten stark; oft sind sie aber nahe bei dem Ae-

quator, zwiſchen der Küſte von Guinea und Amerika, ſehr heftig. Südlich von den maldiviſchen Inſeln, nahe beim Aequator, und öſtlich von den Philippinen ſind ſie häufig ſehr ſtark und veränderlich. In 40′ ſüdlicher Breite, unweit des Vorgebirges der guten Hoffnung, fängt plötzlich eine heftige Strömung an, die eine bergige See veranlaſst wenn der Wind etwas weht, einen Tag lang mit Heftigkeit fortſtrömt, dann plötzlich aufhört, und in eine andere Richtung mit mäſsiger Geſchwindigkeit umſetzt; zugleich geht dann die See minder hoch.

Die bewegten *rauhen* und die *glatten Stellen*, welche man auf den Seen zugleich wahnimmt, ſieht man ſehr häufig auf dem Meere bei ſchwülem Wetter, und wenn es beinahe Windſtille iſt. Die ſchwachen Lüftchen (*faint airs*) ſetzen dann die Oberfläche des Meeres ſelten in eine regelmäſsige Bewegung, ſondern die rauhen und glatten Stellen erſcheinen als Adern und Flecken, die ſich in vielerlei Richtungen durchſchneiden. Dieſe Erſcheinungen dauern Tage lang mit einander fort, wenn man zwiſchen den Wendekreiſen ſchwache Luft oder Windſtille hat. Die ſchwachen Lüfte ſind überhaupt unregelmäſsig, zu mancher Zeit blaſen ſie als ein mäſsiger Wind (*ſometimes gentle*), zu andern Zeiten ſo äuſserſt ſchwach, daſs faſt Windſtille eintritt. Die Meeresfläche erſcheint zu dieſen Zeiten ſtets um das Schiff herum, bis in einem bedeutenden Abſtande, viel glatter und ebener als

in grösserer Ferne, nach dem Horizonte zuwärts; welches oft verführt, zu glauben, ein Wind sey im Herannahen; man wartet aber immer umsonst auf ihn.

Ich habe häufig bemerkt, dass, wenn in geringen Breiten Windstille oder schwache Luft 2 bis 3 Tage oder länger angehalten haben, die Oberfläche des Meeres ein öhlartiges Ansehen annahm, und dass auf ihr kleine Medusen in sehr grosser Menge schwammen. Sie scheinen über die glatten und über die rauhen Stellen gleichmässig ausgebreitet, und nicht auf die glatten beschränkt zu seyn. Häufig habe ich zur Zeit von Windstillen, mehrere Grade vom Lande entfernt, kleine Insecten, theils mit, theils ohne Flügel, auf der Oberfläche des Meers umher gaukeln gesehen.

Die glatten Adern auf der Oberfläche des Meeres sind auch Begleiter von Regen, besonders zu Anfang der Regenschauer, wenn kleine Winde herrschen; manchmahl scheinen sie Regen anzukündigen.

Glatte und ebene Adern sind im Meere besonders häufig westlich von den Lakedivischen Inseln, zwischen ihnen und der Insel Sokotora, in den Monaten März und April, und die Erscheinung ist am vollkommensten während eines frischen Windes (*brisk winds*).

Der Wind ist in diesen Monaten nördlich, und in einer Entfernung von wenigen Graden von der Küste von Canara und der Küste Concan, blä-

ſet er dann mäſsig ſtark oder heftig, und zwar mehrentheils aus NNW. bis N. gen O., nicht gleichförmig, ob gleich der Himmel mehrentheils hell iſt, ſondern in Stöſsen mit kleinen Zwiſchenräumen, beſonders zur Nachtzeit, während welcher er ſtärker als am Tage iſt. Es iſt ſehr gewöhnlich, bei dieſen Winden glatte Adern (*ſmooth veins*) auf der Meeresfläche zu ſehen, die in parallelen Linien neben einander in der Richtung des Windes hinlaufen. Selbſt in mondloſen Nächten ſind ſie oft durch ihre von den andern Stellen ſo ganz verſchiedene Farbe zu erkennen, indem die von dem friſchen Winde aufgeregten und gekräuſelten Stellen ſchwarz ausſehen, und dadurch in einem auffallenden Contraſte mit den glatten ebenen Adern ſtehen.

Bei dieſem nördlichen Winde zeigt ſich häufig noch ein anderes ſonderbares Phänomen. Nach Bombai oder Surate beſtimmte Schiffe finden im März und April oft ihre Segel, ihre Maſten und ihr Tauwerk mit einem weiſsen *Staube* bedeckt, ob gleich ſie mehrere Grade weit von der Küſte von Canara oder Concan entfernt ſind. Da der Nord- und Nordweſt-Wind, von der perſiſchen Küſte her, wenigſtens 10 oder 12 Grad weit über das Meer fortbläſet, ſo iſt es ſchwer zu begreifen, was dieſen Staub hervor bringen kann, wird er anders nicht in der Atmoſphäre erzeugt, welche in dieſen Monaten manchmahl mit einem trockenen Nebel geſchwängert iſt.

Noch mufs ich bemerken, dafs die Adern oder Lagen von *Meergras* in der Mitte des atlantischen Meeres ebenfalls, nach Art der hier erwähnten glatten Wafferadern, in der Richtung des Windes liegen. Die füdliche Grenze diefer Meerespflanzen ift ungefähr in 22° oder $22\frac{1}{2}°$ nördliche Breite, oder unter dem Wendekreife des Krebfes; die nördliche Grenze fcheint 42° nördliche Breite zu feyn. Es zeigt fich immer in langen Adern oder Lagen, die einander parallel find, und in der Richtung des Windes liegen. Verändert fich der Wind, fo kommen die Tang-Adern in Unordnung; es dauert indefs nicht lange Zeit, fo haben fie wieder die Richtung des Windes. Die See mag ruhig feyn oder hoch gehen, immer beftimmt der Wind die Richtung diefer Meergras-Adern, und es fcheinen nicht mehr als 12 bis 20 Stunden darauf hin zu gehen, dafs fie ihre Richtung verändern.

VI.
PROGRAMM
der batavifchen Gefellfchaft der Naturkunde zu Rotterdam, auf das Jahr 1809.

In der Sitzung am 26. Auguft 1809 der batavifchen Gefellfchaft der Experimental-Philofophie (*Proefondervindelijke Wijsbegeerte*) zu Rotterdam, ftattete der Director und erfte Secretair der Gefellfchaft, Eickma, *Med. Doct.*, ftatt des Präfidenten Huichelbos van Liender, den Bericht über die Verhandlungen des verfloffenen Jahres ab, und es wurden folgende Befchlüffe gefafst.

I. Auf die in dem Jahre 1807 aufgegebene Preisfrage Nr. 72. über den *Stofsheber* (*Annalen*, Neue Folge, St. 1, S. 219) war eine Abhandlung eingekommen, die das Motto hat: *die verfchiedenen wirkenden Kräfte des Waffers find und werden noch Regierer zu mancherlei Mafchinen.* Ob fchon fie von Einfichten in die Mechanik zeugt, fo geht fie doch von einem Principe aus, das gegen alle Erfahrung ftreitet, dafs nämlich der Effect gröfser fey als die Urfache deffelben; wodurch die vorgefchlagene Mafchine in die Klaffe der fcheinbaren *Perpetuum mobile* verfallen, und die übrige Unterfuchung aufser unferer Beurtheilung gefetzt werden würde.

Auch auf die chemifch-meteorologifche Preisfrage vom Jahre 1808, Nr. 70, war eine Antwort eingekommen, mit dem Motto: *Wie kun de wolken door zijn vernuft daarftellen etc.* Ob fchon fliefsend und in einem ziemlich guten Styl gefchrieben, verräth fie doch wenig-gründliche Kenntniffe in der Chemie, und ift viel zu oberflächlich und ohne gehörige Hinficht auf den eigentlichen Inhalt der Frage, und ohne die nöthigen Verfuche und Beweife

zusammen gestellt; sie kann daher nicht in Betracht kommen.

Die Gesellschaft wiederholt beide Preisfragen, und sieht ihrer Beantwortung *bis zum* 1. *März* 1811 entgegen. Es waren folgende:

Frage 72. Zwar scheint die Einrichtung, welche man bisher dem Stoſsheber (*belier hydraulique*), *Water Ram*, *Bots-Hebel*, (m. s. Eitelwein's Bemerkungen üb. die Wirk. und vortheilh. Anwend. des Stoſshebers, Berlin 1805, und Gilbert's Annalen der Phys. 1805, St. 1.) gegeben hat, nicht dazu anwendbar zu seyn, Binnenwasser fort zu schaffen; doch ist es nicht unwahrscheinlich, daſs er sich bei einer andern Einrichtung dazu würde benutzen lassen. Man fragt daher: *Sollte die Kraft, auf welcher die Wirkungen des Stoſshebers beruhen* (nämlich der Stoſs oder Schlag des durch einiges Gefäll oder auf andere Art in Bewegung gesetzten Wassers), *nicht auch gebraucht werden können, um das überflüssige Binnenwasser fort zu schaffen? Auf welche Art wäre er zu diesem Zwecke einzurichten, so daſs jene Kraft dazu mit dem mehresten Vortheil und den wenigsten Kosten, selbst im Vergleiche gegen Dampfmaschinen und Wasserräder, sich anwenden lieſse?*

Frage 73. Man nimmt nicht selten, besonders in bergigen Gegenden, wahr, daſs an Plätzen, wo der Dunstkreis ganz hell ist, und der Feuchtigkeitsmesser keine Spur von Feuchtigkeit anzeigt, sich plötzlich Wolken bilden, die regnen, wobei das Barometer fällt, als wäre der expandirende Wärmestoff vermindert, und wobei gleichfalls Elektricität frei wird. Zu anderer Zeit lösen sich in ganzen Streifen die Wolken sehr schnell auf, wodurch die Luft heller und trocken wird, und das Barometer wie durch Vermehrung des expandirenden Wärmestoffes steigt. Die Gesellschaft verlangt, daſs man, ohne sich über die Art, wie das Wasser in der Luft vorhanden ist, in Streitigkeiten einzu-

lassen, Folgendes nachweise: *Woher kommt im ersten Falle der zur Bildung des Wasserdunstes und des Regens nöthige Wasserstoff, und wo bleibt der in grosser Menge frei werdende Stickstoff?* Denn bekanntlich findet man diesen immer in gleichem Verhältnisse zum *Sauerstoffe* im Dunstkreise, und es müsste, wie auch die Auflösung des Wassers in dem Dunstkreise geschehen möge, doch immer der *Wasserstoff* durch ein oder das andere chemische Verfahren aufzufinden seyn, indess sich von ihm keine wahrnehmbare Menge darin entdecken läfst.

Was wird im zweiten Falle, den man für eine wahre Verwandlung der Wolken in helle, trockene Luft halten sollte, aus dem Wasserstoffe, und woher kommt der Stickstoff, der in dieser neu gebildeten Luft vorhanden ist? — Sollte man die Erklärung dieses Phänomens in einer Vereinigung der noch unbekannten Elemente des Stickgas und des Wasserstoffgas suchen dürfen? und welche Beweise oder Wahrnehmungen machen dieses wahrscheinlich oder gewiss? Die Gesellschaft verspricht demjenigen, der die Art, wie dieses geschieht, durch Versuche und mit hinlänglicher Sicherheit darthut, die *doppelte* goldene Preismedaille; und demjenigen die *einfache*, der aus Versuchen und Wahrnehmungen die Art darthut, wie dieses wahrscheinlich in der Natur geschieht.

II. Die von dem Professor der Mathematik und Astronomie zu Utrecht, Hrn. van Beek Calkoen, eingegangene Abhandlung *über die verschiedenen Theorieen über die Berechnung des Inhalts der Fässer, und den Einfluss, welchen die Gestalt der Dauben auf den Inhalt hat*, wurde für werth erkannt, unter den Schriften der Gesellschaft abgedruckt zu werden.

IV. Da noch viele bedeutende Fragen, welche die Gesellschaft zu Preisschriften aufgegeben hat, unbeantwortet sind, so beschloss sie, in diesem Jahre keine neue Preisfrage aufzugeben, sondern nur an die noch

beſtehenden unbeantworteten zu erinnern. Es ſind folgende.

Bis zum 1. März 1810 zu beantworten.

a. *Frage 64. Warum dauert jetzt das Austrocknen viel länger und iſt viel koſtbarer als ehemahls? Und welches iſt der beſte Plan, Moräſte und Seen ſchnell, mit den geringſten Koſten und mit dem mehreſten Vortheile trokken zu machen?*

b. *Frage 67. In welcher Hinſicht ſind wir, im Vergleiche mit unſern Nachbaren, noch am mehrſten in dem Maſchinenweſen oder in der Anwendung der Mechanik, und dem Gebrauche von Geräthſchaften im Landbaue, Fabriken, Verkehr u. ſ. w. zurück? — und wohin haben ſich daher wohl die Bemühungen unſerer Naturkundiger und Mechaniker zuerſt zu richten, um auf das Wirkſamſte zur Beförderung und Verbeſſerung dieſer Gegenſtände mitzuwirken?* Die Beantwortung dieſer ganzen Frage ſoll mit der *goldenen;* eines einzelnen Theils derſelbes mit der *ſilbernen* Preismedaille belohnt werden.

c. *Frage 68. Welche Erſcheinungen nimmt man hier zu Lande bei dem Entſtehen und dem Laufe der Wellen, während der Grundlegung von Mühlen, Schleuſen und ſonſt, längs den Deichen wahr? Welche Mittel hat man verſucht, um die Folgen des Wellenſchlages weniger nachtheilig zu machen? Was läſst ſich aus dieſen Erſcheinungen über die Urſache der Wellen, und die Sicherung gegen ſie folgern?*

Bis zum 1. März 1811 zu beantworten.

Frage 70. Von welcher Art iſt der Stoff, der aus dem menſchlichen Körper im geſunden Zuſtande durch die Ausdünſtung abgeſchieden wird? Welchen Unregelmäſsigkeiten iſt dieſe Abſcheidung unterworfen, und welche Folgen kann es haben, wenn ſie unterbrochen wird?

Für eine unbeſtimmte Zeit.

a. *Frage 71.* Da wir durch die unermüdlichen Arbeiten, beſonders der franzöſiſchen Chemiker Four-

croy und Vauquelin, und anderer, in der Kenntnifs der Beftandtheile des Harns, fowohl in dem gefunden, als in einigen krankhaften Zuftänden, fehr weit gekommen find, diefe Materie aber doch noch lange nicht für vollendet gehalten werden kann; fo verfpricht die Gefellfchaft ihre gewöhnliche goldene Medaille, 30 Dukaten fchwer, demjenigen, der *eine vollkommene Zerlegung des Harns in verfchiedenen Perioden einer oder der andern Krankheit, in welcher er noch nicht zerlegt worden*, einreichen wird.

b. *Frage* 54. Eine fo viel als möglich auf die Erfahrung gegründete *Theorie über die Länge und Richtung der Einbaue* (van Kribben en Hoofden) *nicht nur in ruhig abftrömenden Flüffen, fondern vornehmlich am Seeftrande, und an folchen Flüffen, in welchen Ebbe und Fluth herrfcht?*

c. *Frage* 62. Da man in den Mafsen der verfchiedenen Theile, welche zu dem gewöhnlichen Schöpfrade gehören, in Mühlen zur Waffergewältigung von gleicher Art, wenn fie felbft unter einerlei Umftänden angebracht find, bedeutende Verfchiedenheiten findet, und doch ficher in allen gleichen Fällen, gleiche Abmeffungen erheifcht werden, um den gröfsten Effect und den höchften Grad von Vollkommenheit zu erlangen, fo fragt die Gefellfchaft: „*Kann eine vollftändige, „allgemeine und durch die Praxis beftätigte Theorie über „das ftehende Schöpfrad in Waffermühlen gegeben werden, „und läfst fie fich fo einrichten, dafs für jeden befondern „Fall aus ihr die Mafse zu finden find, bei denen der gröfs„te Effect Statt hat? Welches ift fie? falls die Frage „bejaht wird; und im Falle verfchiedene Abfichten oder be„fondere praktifche Zwecke, einige Modificationen oder Ab„weichungen von einer folchen allgemeinen Theorie nöthig „machen follten, welches find diefe? und wie kann man „durch Zufammenftellung derfelben die gröfste Vollftän„digkeit erlangen?*"

Die Antworten auf diese Fragen sind auf die bekannte Weise, mit versiegelten Billets den Namen des Verfassers enthaltend, an den Director und ersten Secretair der Gesellschaft, Olivier Christiaan Eickma, franco einzusenden. Sie können holländisch, lateinisch, französisch, englisch oder deutsch abgefaſst, müssen aber auf jeden Fall lesbar, mit lateinischen Buchstaben, und nicht von der Hand des Verfassers geschrieben seyn. Die gekrönten Abhandlungen läſst die Gesellschaft unter ihren Schriften drucken, und ehe dieses nicht geschehen ist, darf ihr Verfasser, ohne Genehmigung der Gesellschaft, von ihnen keinen Gebrauch machen.

V. Die Gesellschaft wird am Ende jedes zweiten Jahrs, nach Gutbefinden, demjenigen *einen Preis* ertheilen, der in diesem Zeitraume, ihrem Urtheile nach, die nützlichste Entdeckung oder Auffindung in dem Gebiete der Naturkunde gemacht, und sie der Gesellschaft, um sie bekannt zu machen, mitgetheilt haben wird. Im Falle der, welcher eine solche *Entdeckung* oder *Auffindung* gemacht und der Gesellschaft mitgetheilt hat, aus Mangel an Geld oder an Zeit auſser Stand wäre, die Versuche anzustellen, welche zur Bewährung derselben erforderlich seyn sollten, so wird die Gesellschaft, wenn sie solches für gut findet, selbst das Nöthige dazu veranstalten und die Kosten auf sich nehmen, so weit die Fonds derselben zureichen.

Zum berathschlagenden Mitgliede wurde ernannt: der Professor der Naturkunde und Botanik am Atheneum zu Amsterdam, G. Vrolyk; zum correspondirenden Mitgliede Richard Chenevix, Mitglied der Londner Societät; und zu Mitgliedern: der Lector der Naturkunde an Teylers Stiftung zu Harlem, A. v. d. Ende, und der Prediger Favrod de Fellens, Mitglied mehrerer Societäten, zu Rotterdam.

ANNALEN DER PHYSIK.

JAHRGANG 1809, ZWOLFTES STÜCK.

I.

THEORIE DER KRAFT, *welche in den Haarröhren und bei ähnlichen Erscheinungen wirkt;*

von

P. S. La Place,

Kanzler des Senats,

Groſs-Officier der Ehrenlegion und Mitgl. des Nat. Inſtit.

VIERTER HAUPTTHEIL.

Allgemeine Betrachtungen über die Haarröhren-Kraft und über die Kräfte der chemiſchen Verwandtſchaft.

Ueberſetzt von Brandes und Gilbert.

26. Aus den Unterſuchungen, die ich bis hierher mitgetheilt habe, erhellet, wie groſs die Uebereinſtimmung iſt, welche zwiſchen den Phänomenen der Haarröhrchen und zwiſchen den Reſultaten aus demjenigen Geſetze der Attraction der kleinſten Körpertheilchen Statt findet, welches an-

nimmt, daſs die anziehende Kraft, mit welcher die Theilchen der Körper auf einander wirken, ſehr ſchnell mit der Entfernung abnimmt, und ſchon bei dem kleinſten für unſere Sinne merkbaren Abſtande unmerklich wird.

Auf dieſem Naturgeſetze beruhet ebenfalls die *chemiſche Verwandtſchaft.* Die Wirkſamkeit dieſer Kraft iſt, gleich der Schwere, nicht bloſs auf die Oberfläche der Körper eingeſchränkt; ſie dringt in die Körper ein, indem ſie über die Berührung hinaus bis auf äuſserſt kleine Entfernungen wirkt, welche nicht mehr merkbar ſind. Hiervon hängt der Einfluſs der Maſſen auf die chemiſchen Erſcheinungen ab, oder die Sättigungs-Capacität, deren Wirkung Berthollet ſo glücklich gezeigt hat. So theilen zwei Säuren, wenn ſie auf dieſelbe Baſis wirken, dieſe unter ſich, nach Verhältniſs ihrer Verwandtſchaft zu derſelben; eine Erſcheinung, welche nicht Statt finden könnte, wenn die Verwandtſchaft nicht über die Berührung hinaus wirkte; denn alsdann würde die ſtärkere Säure ſich der Baſis ganz und gar bemächtigen. Die Wirkungen der an jenem Geſetze gebundenen Kraft werden durch die Figur der kleinſten Theile der Körper, durch die Wärme und durch andere Urſachen modificirt, und die Unterſuchung dieſer Urſachen und der Umſtände, unter welchen ſie ſich entwickeln, iſt der feinſte und ſchwierigſte Theil der Chemie; er macht die Philoſophie dieſer Wiſſenſchaft aus, indem er uns die innere Natur

der Körper, das Gesetz der Attraction ihrer Theilchen und das Gesetz der fremden auf sie wirkenden Kräfte, so weit dieses möglich ist, kennen lehrt.

Die Theilchen eines *festen* Körpers haben diejenige Lage gegen einander, in welcher sie einer Aenderung der Lage den gröfsten Widerstand leisten. Entfernt man irgend ein Theilchen unendlich wenig von dieser Lage, so sucht es, vermöge der Kräfte, die auf dasselbe wirken, zu ihr zurück zu kehren; und hierin besteht die *Elasticität* der Körper, welche man, so fern nur von einer unendlich geringen Aenderung der Figur die Rede ist, allen Körpern zuschreiben darf. Leidet hingegen die gegenseitige Lage der Theilchen eine bedeutende Aenderung, so finden diese Theilchen neue Lagen, bei welchen ein sicheres oder nicht leicht zu erschütterndes (*stables*) Gleichgewicht Statt findet, so wie dieses bei den geschmiedeten Metallen, oder überhaupt bei allen Körpern der Fall ist, welche vermöge ihrer Dichtigkeit alle Formen behalten, die man ihnen durch einen Druck giebt. Die *Härte* und die *Zähheit* der Körper scheinen mir von nichts anderm herzurühren, als von dem Widerstande der Theilchen gegen solche Aenderung des Gleichgewichts-Zustandes. — Da die Expansivkraft der Wärme der anziehenden Kraft der Theilchen entgegen wirkt, so vermindert eine zunehmende Wärme nach und nach die Zähheit der Körper oder die gegenseitige Adhä-

renz ihrer Theile; und wenn die Theilchen eines Körpers im Innern und an der Oberfläche nur noch einen ſehr geringen Widerſtand jener Verſchiebung der Theilchen entgegen ſetzen, ſo wird er *flieſsend.* Indeſs dauert doch die Zähheit oder Klebrigkeit deſſelben noch fort, ob ſchon ſie ſehr geſchwächt iſt, bis ſie endlich bei zunehmender Temperatur ganz verſchwindet; und dann erſt tritt der Zuſtand *vollkommener Flüſſigkeit* ein, wo jedes Theilchen in allen Lagen gleichen Attractivkräften und gleichen Repulſionskräften der Wärme ausgeſetzt iſt, und dem leiſeſten Drucke ausweicht. Man kann mit Wahrſcheinlichkeit annehmen, daſs dieſe vollkommene Flüſſigkeit bei denjenigen tropfbaren Körpern Statt findet, welche, wie der Alkohol, ſich in einer weit höhern Temperatur befinden, als die, bei der ſie zu gefrieren anfangen.

Sehr ſichtbar äuſsert die Figur der Theilchen ihren Einfluſs bei den Erſcheinungen des Gefrierens und der Kryſtalliſation, welche man ſehr beſchleunigt, wenn man in das Flüſſige ein Stück Eis oder einen aus derſelben Materie gebildeten Kryſtall hinein bringt. Die Theilchen der Oberfläche des feſten Körpers bieten ſich nämlich dann den ſie berührenden gleichartigen flüſſigen Theilchen in derjenigen Stellung dar, welche für die Vereinigung dieſer mit ihnen die günſtigſte iſt. Dieſer Einfluſs der Figur der kleinen Theilchen muſs bei vergröſserter Entfernung dieſer Theilchen von einander weit ſchneller abnehmen, als die Attraction ſelbſt. Ge-

rade fo vermindert fich der Einflufs der Figur bei den himmlifchen Erfcheinungen, die von der Figur der Planeten abhängen; z. B. bei dem Vorrücken der Nachtgleichen, nach dem Verhältniffe des Kubus des Abftandes, indem die Attraction nur im Verhältniffe des Quadrates der Entfernung abnimmt.

Der fefte Zuftand der Körper fcheint alfo von der Attraction der Theilchen und von ihrer Figur abzuhängen; fo dafs eine Säure, auf die zwei Bafen wirken, fich mit derjenigen Bafis, auf welche ihre Attraction in der Ferne die geringere ift, dennoch lieber verbinden und mit ihr kryftallifiren kann, wenn bei diefer die Geftalt der Theilchen eine innigere Berührung erlaubt. Der Einflufs der Figur bleibt noch merklich bei den halbflüffigen Körpern, aber verfchwindet gänzlich bei denen, die vollkommen flüffig find.

Alles deutet endlich darauf hin, dafs im *gasförmigen Zuftande* nicht blofs der Einflufs der Geftalt der Theilchen, fondern felbft ihre gegenfeitige Attraction unmerklich ift, in Vergleichung mit der Repulfivkraft der Wärme. Diefe Theilchen fcheinen alsdann blofse Hinderniffe der Expanfion diefer Kraft zu feyn (*qu'un obftacle à l'expanfion de cette force*); denn man kann, ohne die Spannung eines gegebenen Volumens irgend eines Gas zu ändern, ftatt einiger in diefem Volumen zerftreueten Gastheilchen eine gleiche Anzahl Theilchen eines andern Gas fubftituiren. Aus diefem

Grunde vermifchen fich mehrere in Berührung mit einander gefetzte Gasarten nach einiger Zeit zu einem gleichförmigen Flüffigen; dann erft find fie in einem Zuftande, wo das Gleichgewicht Stabilität hat. Ift einer diefer gasförmigen Körper ein Dampf, fo findet die Stabilität des Gleichgewichts nur dann Statt, wenn fich von dem Dampfe nur fo viel (oder weniger) in dem Raume befindet, als fich von eben dem Dampfe, bei gleicher Temperatur, in dem von dem ganzen Gemenge angefüllten Raume, wenn er leer wäre, verbreiten würde. Ift des Dampfes mehr vorhanden, fo mufs, um die Stabilität des Gleichgewichtes zu bewirken, der Ueberfchufs fich in Form eines tropfbaren Flüffigen verdichten.

Die Betrachtung der Stabilität des Gleichgewichtes bei einem Syfteme von Theilchen, die gegenfeitig auf einander einwirken, ift zur Erklärung fehr vieler Phänomene von grofsem Nutzen. Die Mechanik lehrt, dafs in einem Syfteme von feften und flüffigen Körpern, auf welche die Schwere wirkt, mehrere Zuftände eines ftabeln oder nicht leicht zu erfchütternden Gleichgewichts Statt finden; eben fo zeigt uns die Chemie bei den Verbindungen aus zwei oder mehrern Beftandtheilen mehrere permanente Zuftände. Zuweilen vereinigen fich zwei Materien mit einander, und die hieraus gebildeten Theilchen vereinigen fich wieder mit den Theilchen einer dritten Materie; von diefer Befchaffenheit fcheint die Verbindung der Be-

ſtandtheile einer Säure mit einer Baſis zu ſeyn. Ein anderes Mahl verbinden ſich die Beſtandtheile einer Subſtanz, ohne vereinigt zu bleiben, wie ſie es in der Subſtanz ſelbſt waren, mit andern Elementen, und bilden mit ihnen dreifache oder vierfache Zuſammenſetzungen; ſo daſs, wenn man durch die chemiſche Analyſe jene Subſtanz wieder erhält, ſie ein Produkt dieſer Operation iſt. Die integrirenden Theilchen können ſich auch mit verſchiedenen Seitenflächen an einander legen und verbinden, und dadurch Kryſtalle hervor bringen, die an Geſtalt, Härte, ſpecifiſcher Schwere und Einwirkung auf das Licht, verſchieden ſind. Auf der Bedingung eines ſtabeln Gleichgewichtes ſcheinen mir endlich noch die feſten Verhältniſſe zu beruhen und durch ſie beſtimmt zu werden, nach welchen verſchiedene Materien unter vielen Umſtänden ſich vereinigen. Alle dieſe Erſcheinungen hängen von der Figur der Elementartheilchen, von den Geſetzen ihrer anziehenden Kraft, von der Repulſivkraft der Wärme, und vielleicht von andern, noch unbekannten, Kräften ab. Die Unwiſſenheit, in welcher wir uns über dieſe Data befinden, und ihre äuſserſte Verwickelung, erlauben es uns nicht, das Reſultat dieſer Kräfte einer mathematiſchen Analyſe zu unterwerfen; indeſs kann man, in Ermangelung dieſer Hülfe, ſich durch die Vergleichung gut beobachteter Thatſachen dem Ziele nähern, wenn man aus dieſer Vergleichung allgemeine Verhältniſſe ableitet, welche eine gro-

ſse Anzahl von Erſcheinungen unter einem gemeinſchaftlichen Geſichtspunkte vereinigen und ſo die Grundlage chemiſcher Theorieen werden, und die Anwendung derſelben auf die Künſte erweitern und vervollkommnen.

27. An der Oberfläche der tropfbar-flüſſigen Körper bewirkt die Anziehung der kleinſten Theilchen, ſo fern ſie durch die Krümmung der Oberflächen und der einſchlieſsenden Wände modificirt wird, die *haarröhren-artigen Erſcheinungen.* Dieſe Erſcheinungen und alle diejenigen, welche die Chemie uns darbietet, reihen ſich alſo an ein und daſſelbe allgemeine Geſetz an, welches man nun nicht mehr in Zweifel ziehen kann. Einige Phyſiker haben den Grund der Phänomene der Haarröhrchen in einer Adhäſion der Theilchen eines Flüſſigen unter einander und an den Wänden, die ſie umſchlieſsen, geſucht; aber es iſt unmöglich, ſie daraus abzuleiten. Denkt man ſich für einen Augenblick die Oberfläche von Waſſer, das in einer Glasröhre enthalten iſt, horizontal und im Niveau mit der Oberfläche des Waſſers in dem Gefäſse, worin die Röhre mit ihrem untern Ende eingetaucht iſt, ſo können die Klebrigkeit des Waſſers und die Adhärenz deſſelben an die Röhre, die Waſſerfläche nicht krümmen und ſie nicht concav machen. Um dieſes zu bewirken, muſs man nothwendig eine Attraction des obern Theils der Röhre, welcher nicht unmittelbar mit dem Waſſer in Berührung iſt, auf das Waſſer annehmen. Wäre

diese nicht vorhanden, so würde die Oberfläche des in der Röhre enthaltenen Flüssigen, wenn sie concav ist, durch die an ihr adhärirenden vertikalen Säulen des Flüssigen vertikal niederwärts gezogen werden; dagegen würde sie, wenn sie convex ist (wie beim Quecksilber in Glasröhren, und beim Wasser, das an dem Ende einer Röhre hängt), in jedem ihrer Punkte perpendikulär durch das Gewicht der höhern Säulen des Flüssigen gedrückt werden. Diese Oberfläche würde also nicht in beiden Fällen dieselbe seyn, und die Phänomene der Haarröhrchen würden nicht einerlei Gesetze in beiden Fällen befolgen, wie es doch die Erfahrung zeigt. Man muss also einräumen, dass diese Phänomene nicht bloss und allein von einer Wirkung in der Berührung, sondern von einer Attraction abhängen, welche sich über die Berührung hinaus erstreckt, obgleich sie mit grosser Schnelligkeit in der Ferne abnimmt.

Die Klebrigkeit oder unvollkommene Flüssigkeit der tropfbaren Körper ist so weit entfernt, die Ursache der Phänomene der Haarröhrchen zu seyn, dass sie vielmehr störend auf sie wirkt. Diese Phänomene sind nur bei vollkommen flüssigen Körpern in strenger Uebereinstimmung mit der Theorie; denn die Kräfte, von welchen sie abhängen, sind so klein, dass das geringste Hinderniss ihre Wirkungen merklich verändern kann. Eben dieser Klebrigkeit muss man die bedeutenden Verschiedenheiten zuschreiben, welche sich zwischen den

Beobachtungen der Naturforscher über die Höhe findet, zu welcher das Waſſer in gläſernen Haarröhrchen, die von gleichem Durchmeſſer ſind, anſteigt. Die zweite Art, wie wir dieſe Phänomene betrachtet haben, belehrt uns, daſs zuerſt die innere Wand der Röhre eine dünne Waſſerſchicht erhebt; dieſe Waſſerſchicht erhebt eine zweite; die zweite eine dritte, und ſo weiter, bis an die Achſe der Röhre. Die wirkliche Exiſtenz dieſer Schichten kann man mit Hülfe einiger Staubkörnchen, die an den Wänden des Glaſes kleben, merklich machen: man ſieht nämlich dieſe kleinen Körper durch den Anſtoſs dieſer Schichten in Bewegung kommen, ehe ſie von der Oberfläche des Flüſſigen erreicht werden. Die gegenſeitige Attraction der Schichten iſt ſchief gegen die Oberfläche der Wände, und ſtrebt, die Theilchen der zweiten Schicht in die erſte ſelbſt hinein zu ziehen; dieſes kann aber nicht geſchehen, ohne dieſe Schicht anzuheben oder zu durchbrechen. Iſt die Röhre ſehr wenig befeuchtet, ſo widerſteht dieſe erſte dann noch ſehr feine Schicht dieſem Beſtreben vermöge ihrer Adhärenz am Glaſe und der Klebrigkeit ihrer Theilchen. Hierin liegt, wie mich dünkt, der Grund, warum Newton und Hauy nur etwa 13 Millimeter für die Erhebung des Waſſers in einer Glasröhre von 1 Millimeter Durchmeſſer gefunden haben, da ſich doch in eben ſolchen Röhren, wenn ſie ſehr befeuchtet ſind, das Waſſer über 30 Millimeter erhebt.

Am Ende einer Glasröhre können ſich die erſten Waſſerſchichten nicht weiter erheben, ohne daſs ſich die Figur ihrer obern Fläche verändert; und von dem Augenblicke an, da dieſe Oberfläche convex wird, ſtrebt ſie das untere Fluidum niederzudrücken, und ſetzt alſo dem fernern Steigen ein Hinderniſs entgegen. Dieſe Urſache, verbunden mit der Klebrigkeit des Flüſſigen und der Adhärenz deſſelben am Glaſe, erklärt den kleinen Widerſtand, welchen das Waſſer bei ſeinem Steigen findet, wenn es dem Ende der Röhre nahe kommt; aber dieſer Widerſtand muſs verſchwinden, und verſchwindet wirklich, bei ſolchen Körpern, die, wie der Alkohol, vollkommen flüſſig ſind.

Die Reibung des Flüſſigen gegen die Fläche der Wände, und die Adhäſion der Luft an der Oberfläche der Körper, verurſachen gleichfalls Anomalieen in den Erſcheinungen der Haarröhrchen. Man muſs auf dieſe bei der Vergleichung der Erfahrungen mit der Theorie Rückſicht nehmen; beide ſtimmen deſto beſſer mit der Theorie überein, je weniger Einfluſs dieſe Störungen haben.

28. Die Intenſität der Kraft, mit welcher die Körpertheilchen einander anziehen, durch Erfahrung zu beſtimmen, iſt faſt unmöglich; wir wiſſen bloſs, daſs ſie ganz unvergleichbar gröſser als die Haarröhren-Kraft iſt. Wir haben oben geſehen, daſs das Waſſer in der Achſe eines Haarröhrchens gehoben bleibt, durch den Unterſchied der Wir-

kungen, welche das Flüſſige an der Oberfläche im unbegrenzten Gefäſse, und welche das in der Röhre enthaltene Flüſſige auf ſich ſelbſt ausübt. Dieſer Unterſchied iſt die Wirkung des flüſſigen Meniscus, den eine Horizontalebene, welche durch den niedrigſten Punkt der concaven Oberfläche in der Röhre geht, abſchneidet, und dieſe Wirkung wird durch die Höhe der erhobenen Säule des Flüſſigen gemeſſen. Um die Wirkung der ganzen Maſſe des Flüſſigen zu beſtimmen, wollen wir uns in einer unbegrenzten Maſſe ſtill ſtehenden Waſſers einen vertikalen, unendlich engen, Kanal vorſtellen, welcher ſich an der Oberfläche des Waſſers endige, und deſſen unendlich dünnen Wände die Wirkung des auſserhalb liegenden Waſſers auf die im Kanale enthaltene Waſſerſäule nicht hindern mögen. Wir wollen nun den Druck zu beſtimmen ſuchen, den dieſe Waſſerſäule gegen einen auf die Wände des Kanals ſenkrechten Querſchnitt ausübt, der ſich in einem merklichen Abſtande unterhalb der Oberfläche des Flüſſigen befinde, und wollen hierbei dieſe Grundfläche als = 1 annehmen. Man kann ſich leicht überzeugen, daſs, wenn man mehrere ſolche ähnliche, gleich weite, aber ungleich lange, Kanäle hätte, in welchen auf das Waſſer Kräfte einwirkten, die für jeden dieſer Kanäle verſchieden und nach irgend einem Geſetze veränderlich wären, — der Druck, den ſie leiden, ſich verhalten müſste, wie das Quadrat der Geſchwindigkeit, welche Körper erlangen würden, indem ſie

ſich von der Ruhe ab durch dieſe, nun als leer betrachteten, Kanäle bewegten, und dabei in jedem Punkte des Kanals diejenigen Kräfte auf ſie einwirkten, welche die correſpondirenden Waſſertheilchen, mit denen der Kanal gefüllt iſt, belebt. Wenn die Wirkung des Waſſers auf ſich ſelbſt eben ſo groſs wäre, als die Wirkung deſſelben auf das Licht, ſo folgt aus den Unterſuchungen über die Strahlenbrechung (*Mécanique céleſte*, *Livre X. Nr.* 2.), daſs das Quadrat der in dem oben beſchriebenen Kanale erlangten Geſchwindigkeit $= 2K$ ſeyn würde, wenn man die Dichtigkeit des Waſſers $= 1$ ſetzt. In einem Kanale, deſſen Höhe $= s$ iſt, und in welchem eine unveränderliche, der Schwere gleiche, Kraft wirkt, iſt das Quadrat der erlangten Geſchwindigkeit $= 2gs$, wenn g das Doppelte des Raumes bedeutet, welchen ein frei fallender Körper in der erſten Zeit-Einheit, (wir wollen annehmen, in einer Decimal-Sekunde,) durchläuft. Der Druck der Waſſerſäulen auf die Grundflächen jenes und dieſes Kanals wird ſich alſo verhalten, wie $2K$ zu $2gs$, und wenn der Druck in ihnen gleich ſeyn ſoll, ſo muſs $s = \frac{K}{g}$ ſeyn. Dieſes iſt alſo, nach der angenommenen Hypotheſe, die Höhe, welche ein Kanal haben müſste, wenn auf das Waſſer in demſelben bloſs eine Schwerkraft wirkte, die überall dieſelbe als an der Oberfläche der Erde wäre, damit der Druck des Waſſers auf die Grundfläche dieſes Kanals der ganzen Wirkung der unbeſtimmten Waſ-

ſermaſſe auf das Waſſer in dem erſten Kanal gleich würde.

Die Lehre von der Refraction ergiebt $R^2 - 1 = \frac{4K}{n^2}$, wenn n der Raum iſt, welchen das Licht in einer Decimalſekunde, als Zeit-Einheit, durchläuft, und R das Verhältniſs des Einfallswinkels zum gebrochenen Winkel beim Uebergange des Lichtſtrahles aus dem Vacuo in Waſſer bedeutet. Dieſes giebt alſo $s = \frac{(R^2-1)n^2}{4g}$. Legt man die genaueſten Beſtimmungen der Sonnenparallaxe und die Geſchwindigkeit des Lichts zum Grunde, ſo findet ſich s zehntauſend Mahl ſo groſs, als der Abſtand der Sonne von der Erde. Einen ſo ungeheuren Werth für die Wirkung des Waſſers auf ſich ſelbſt kann man unmöglich als wahrſcheinlich annehmen, und es ſcheint daher die Wirkung des Waſſers auf ſich ſelbſt viel ſchwächer, als ſeine Wirkung auf das Licht zu ſeyn; dennoch iſt ſie erſtaunend groſs in Vergleichung mit der Haarröhren-Kraft. Sie muſs folglich eine ſehr ſtarke Zuſammendrückung in den Schichten des Flüſſigen bewirken. Man ſtelle ſich in einer unbegrenzten Maſſe ſtill ſtehenden Waſſers einen aufwärts gekrümmten unendlich engen Kanal mit ſehr dünnen Wänden vor, deſſen Enden in der Oberfläche des Waſſers liegen; die Waſſerſchichten in demſelben, welche ſich in einer merklichen Entfernung unterhalb der Oberfläche des Flüſſigen befinden, leiden vermöge der Wirkung des über ihnen in unmerkli-

cher Nähe bei diesen Enden befindlichen Wassers einen Druck $= K$, welcher durch den gleichen und entgegen gesetzten Druck am andern Ende des Kanals aufgehoben wird; jede Schicht innerhalb des Kanals wird also durch diese Kräfte comprimirt. An der Oberfläche des Flüssigen ist diese Compression $= 0$; sie wächst mit erstaunender Schnelligkeit, wenn man sich von der Oberfläche nach dem Innern des Wassers zu entfernt, und wird schon in dem kleinsten merklichen Abstande unterhalb derselben beständig.

Es ist nicht unwahrscheinlich, dass aus diesen grossen Ungleichheiten in der Compression sehr bedeutende Verschiedenheiten der Dichtigkeit in den Schichten eines Flüssigen, die sehr nahe an der Oberfläche liegen, entstehen; und in Mischungen zweier Flüssigen, z. B. von Alkohol und Wasser, können sie nicht nur die Dichtigkeit der Schichten nahe an der Oberfläche ungleich machen, sondern auch das Mischungsverhältniss in diesen und in den zunächst an den Röhrenwänden liegenden Schichten verändern. Diese Aenderungen würden indess keinen Einfluss auf die Refraction haben, indem diese, wenn der Lichtstrahl bis zu einer merklichen Entfernung unterhalb der Oberfläche gekommen ist, eben so gross seyn müsste, als wenn die Natur und die Dichtigkeit des Flüssigen gar keine Aenderung gelitten hätte. Dagegen aber können sie auf die Phänomene der Haarröhrchen einen sehr bedeutenden Einfluss haben,

und einige Verſuche, welche Herr Gay-Luſſac über das Aufſteigen verſchiedener Miſchungen von Alkohol und Waſſer in Haarröhrchen angeſtellt hat, ſcheinen ſo etwas anzudeuten.

Ein iſolirtes Waſſer-Blättchen von einer Dikke, welche kleiner iſt, als der Halbmeſſer der merklichen Wirkungsſphäre der Waſſertheilchen, muſs, dieſem zu Folge, eine viel geringere Zuſammendrückung leiden, als ein ähnliches Waſſertheilchen, welches ſich mitten in einer bedeutenden Waſſermaſſe befindet. Es iſt daher natürlich, zu ſchlieſsen, daſs ein ſolches iſolirtes Waſſer-Blättchen weniger dicht ſeyn wird, als das Waſſer da, wo es ſich in Maſſe befindet. Sollte es wohl unwahrſcheinlich ſeyn, anzunehmen, daſs dieſes der Fall mit der wäſſerigen Hülle ſey, welche die Dunſtbläschen umgiebt, und daſs aus dieſem Grunde dieſe Hülle weit leichter als das gewöhnliche Waſſer ſey, und ſich in einem Mittelzuſtande zwiſchen dem tropfbaren und dampfförmigen Zuſtande befinde?

29. Ich habe in meiner Theorie der Haarröhren-Kraft weder auf den Druck der Luft, noch auf die Repulſivkraft der Wärme, Rückſicht genommen. Die Betrachtung dieſer Kräfte war überflüſſig; denn da ſie für die ganze Oberfläche einerlei ſind, ſo hängen ſie mit der Krümmung derſelben gar nicht zuſammen. Die Wärme hat alſo auf die Phänomene der Haarröhrchen keinen andern Einfluſs, als daſs ſie die Dichtigkeit der flüſſigen Körper vermin-

mindert, und die Beobachtung hat gezeigt, daſs bei vollkommen flüſsigen Körpern die durch Aenderung der Temperatur entſtehende Aenderung der Phänomene, völlig der Theorie gemäſs iſt.

30. Da die Wirkungen der Haarröhren-Kraft auf eine mathematiſche Theorie zurück geführt ſind, ſo fehlte es dieſem intereſſanten Zweige der Phyſik nur noch an einer Reihe recht genauer Beobachtungen, mit deren Hülfe man die Theorie mit der Natur vergleichen konnte. Das Bedürfniſs ſolcher Beobachtungen wird überhaupt immer mehr fühlbar, je mehr die vervollkommnete Phyſik in das Gebiet der Analyſis übergeht; denn man iſt alsdann in ihr im Stande, die Reſultate der Theorieen mit groſser Genauigkeit anzugeben; und wenn man dieſe Reſultate mit ſehr genauen Verſuchen vergleicht, ſo erhebt man die Theorieen zu dem höchſten Grade von Gewiſsheit, der in der Naturforſchung Statt finden kann. Glücklicher Weiſe laſſen die Verſuche, welche die HH. Rumford und Gay-Luſſac über die haarröhren-artigen Erſcheinungen vor Kurzem angeſtellt haben, wenig über dieſen Gegenſtand zu wünſchen übrig; und wir haben in dem Vorhergehenden geſehen, wie ſehr meine Theorie mit den Beobachtungen des Letztern überein ſtimmt, welcher in dieſe Art von Verſuchen eine Genauigkeit, die den aſtronomiſchen Beobachtungen gleich kommt, erreicht hat.

31. Wenn man die wahre Urſache von Phänomenen kennen gelernt hat, ſo iſt es intereſſant,

rückwärts zu blicken und zu sehen, bis auf welchen Punkt die Hypothesen, welche früher die Physiker zur Erklärung dieser Erscheinung angenommen haben, sich der Wahrheit näherten. Eine der ältesten und angesehensten Meinungen über die Haarröhrchen ist die von Jurin. Dieser englische Physiker schreibt die Erhebung des Wassers in einem gläsernen Haarröhrchen der Attraction des ringförmigen Theiles der Röhre zu, welcher die Oberfläche des Wassers berührt und an der sie sich anlegt; „denn," sagt er, „bloss von diesem „Theile der Röhre braucht das Wasser beim Sin„ken sich los zu reissen, und folglich ist dieser „Theil der einzige, welcher durch seine Attraction „dem Sinken des Wassers entgegen wirkt. Diese „Ursache ist der Wirkung proportional, indem so„wohl der Umfang der Röhre, als die gehobene „Wassersäule dem Durchmesser der Röhre propor„tional sind". (*Philos. Transactions*, *Nr.* 363.). Hiergegen hat schon Clairaut in seiner Abhandlung über die Figur der Erde eingewendet, dass man das Princip, die Wirkungen seyen den Ursachen proportional, nur dann anwenden dürfe, wenn man zu einer ersten Ursache zurück gehe, und nicht, wenn man Wirkungen untersucht, die aus einer Vereinigung verschiedener Ursachen entstehen. Nähme man nämlich auch an, dass der einzige Ring, in welchem die Oberfläche die Röhre berührt, die Ursache der Erhebung des Flüssigen sey, so dürfe man darum doch nicht schliessen, dass

das gehobene Gewicht dem Durchmesser proportional seyn müsse, weil man die Kraft dieses Ringes nicht kennen lernen kann, ohne die Kräfte, mit welchen alle Theile desselben wirken, zu summiren. Clairaut setzte daher an die Stelle der Jurin'schen Hypothese eine genaue Entwickelung aller Kräfte, die auf eine Wassersäule wirken, welche sich in einem längs der Achse der Röhre gehenden unendlich engen Kanale im Gleichgewichte befindet. Dennoch hat dieser grosse Geometer die Haupterscheinung in den Haarröhren nicht erklärt, dass nämlich die Elevation und Depression eines Flüssigen in sehr engen Röhren dem Durchmesser der Röhre umgekehrt proportional ist; er begnügt sich, zu bemerken, ohne doch dafür einen Beweis zu geben, dass unzählige Gesetze der Attraction möglich sind, bei welchen diese Erscheinung Statt finden muss. Seine Voraussetzung, dass die Wirkung des Glases noch für die in der Achse der Röhre befindlichen Theilchen merklich sey, entfernte ihn von der richtigen Erklärung der Erscheinungen. Indess verdient es bemerkt zu werden, dass, wenn er die Attraction als nur in unmerklichen Entfernungen merkbar angenommen, und die Bestimmung der Kräfte für die wahre Wirkungssphäre der Röhrenwände so gesucht hätte, wie er es für die in der Achse liegenden Theilchen gethan hat, — er nicht nur auf das Resultat von Jurin, sondern auch auf alle die Folgerungen würde gekommen seyn, welche unsere

zweite Methode (§. 13.) an die Hand giebt. Diese Methode zeigt, daſs bei einem Flüſsigen, welches die Röhre vollkommen befeuchtet, bloſs derjenige Theil der Röhre, der zunächst oberhalb der Oberfläche des Flüſsigen in unmerkbarer Entfernung von derselben liegt, das Flüſsige zum Ansteigen sollicitirt, hebt, und es schwebend erhält wenn das Gewicht der gehobenen Säule mit der Attraction dieses Röhren-Ringes im Gleichgewichte ist. Dieses nähert sich sehr den Ideen Jurin's, und führt zu seiner Folgerung, daſs das Gewicht der gehobenen Säule dem Umfange der innern Grundfläche der Röhre proportional ist; eine Folgerung, die für jede prismatische Röhre gilt, wie auch immer ihr innerer Querschnitt beschaffen sey, und wie sich auch die Attraction der Theilchen der Röhre auf das Flüſsige zu der Attraction der flüſsigen Theilchen gegen einander verhalten möge.

Die Aehnlichkeit, welche die Oberfläche der Tropfen und die Oberfläche von Fluidi's, die in Haarröhrchen enthalten sind, mit denjenigen Oberflächen haben, mit welchen sich die Geometer in den ersten Zeiten der Infinitesimalrechnung unter dem Namen der *Lintearia*, *Elastica* und andere beschäftigt haben, hat mehrere Physiker bewogen, die Fluida so zu betrachten, als ob sie in solche Flächen eingeschlossen wären, und als ob diese Flächen durch ihre Spannung und Elasticität den flüſsigen Körpern die Formen gäben, welche die Erfahrung zeigt. Segner, einer der ersten, der

diese Idee hatte, übersah sehr wohl, dass dieses eine bloſse zur Darstellung der Phänomene dienliche Fiction sey, die man nur in so weit annehmen dürfe, als sie sich auf das Gesetz einer bloſs in unmerklichen Entfernungen merkbaren Attraction zurück führen läſst (s. die ältern Schriften der Götting. Societät, Tom. I.). Er versuchte daher diese Abhängigkeit zu beweisen; aber wenn man seine Schlüsse näher betrachtet, so bemerkt man leicht ihre wenige Genauigkeit, und die Resultate, zu welchen er gelangt, zeigen gleichfalls ihre Unzulänglichkeit. Er findet z. B., daſs man nur auf die Krümmung des Schnittes eines Tropfens Rücksicht nehmen dürfe, und keineswegs auf die Krümmung seines horizontalen Querschnittes, was doch nicht genau richtig ist. Uebrigens hat er nicht bemerkt (was ein strenges Raisonnement ihm würde gezeigt haben), daſs die Spannung der Oberfläche bei jeder Gröſse des Tropfens einerlei ist. Endlich sieht man aus der Bemerkung, womit er seine Untersuchung schlieſst, daſs er selbst nicht damit zufrieden gewesen ist.

Während ich mich mit diesem Gegenstande beschäftigte, hat auch Hr. Thomas Young über eben diese Materie scharfsinnige Untersuchungen angestellt, die man in den *Philosophical Transactions* für 1805 findet. Er vergleicht, wie Segner, die Haarröhren-Kraft mit der Spannung einer Oberfläche, welche die flüssigen Körper umhülle, und indem er auf jene Kraft die Resultate

anwendet, welche über die Tenſion der Oberflächen bekannt ſind, findet er, daſs man die Krümmung der flüſſigen Oberflächen nach zwei auf einander ſenkrechten Richtungen in Betrachtung ziehen müſſe. Er nimmt ferner an, daſs bei demſelben Flüſſigen und bei Röhren aus gleicher Materie, die flüſſigen Oberflächen mit der Röhrenwand, da, wo ſie mit ihr in Berührung kommen, einerlei Winkel machen, ihre Figur mag im Uebrigen beſchaffen ſeyn, wie ſie will; — eine Vorausſetzung, welche, wie wir geſehen haben, nahe am Ende der Wände nicht mehr richtig iſt. Er hat aber nicht, wie Segner, verſucht, dieſe Hypotheſe aus dem Geſetze einer mit der Entfernung ſchnell abnehmenden Attraction der kleinſten Theilchen abzuleiten; was doch zu ihrer Beſtätigung durchaus nöthig geweſen wäre *). Dieſe Beſtätigung konnte nur eine ſtrenge Demonſtration von der Art, wie wir ſie im Anfange unſerer Unterſuchung mitgetheilt haben, ergeben. Uebrigens ſchlieſsen ſich Segner's und Young's Ideen mehr an unſere erſte Methode, Jurin's Gedanken mehr an die zweite Methode an.

E n d e.

*) Den Leſern auch die Unterſuchungen des Dr. Thomas Young, über die Cohäſion der Flüſſigkeiten, in dieſen Annalen mitzutheilen, war zwar, (wie ſie ſich vielleicht noch aus einer frühern Aeuſserung erinnern,) meine Abſicht; dieſe Unterſuchungen treten aber neben der vollendeten Arbeit des Herrn La Place in jeder Hinſicht ſo ſehr in den Schatten, daſs ich von dieſem Vorſatze abſtehe.

Gilbert.

II.

HEITZUNG

von Zimmern und von Manufaktur-Gebäuden durch Wafferdampf,

von

NEIL SNODGRASS *).

Herr Snodgrafs hatte im April 1798 den Auftrag erhalten, bei *Dornoch* in der Graffchaft Sutherland eine Baumwollen-Spinnmühle zu errichten. In diefer Graffchaft ift das Brennmaterial aufserordentlich felten und theuer; er dachte daher auf eine wohlfeilere Art, als die gewöhnliche, die Mühle zu heitzen. Ein Mittel, das er in den Bleichereien bei Glasgow (wo er fich, um allerlei für die Mühle machen zu laffen, fechs Monate über aufhielt) angewendet fah, fchien ihm dazu das fchicklichfte zu feyn. Man wickelt nämlich in ihnen den Muffelin, um ihn zu trocknen, um hohle metallene Cylinder, die mit heifsem Wafferdampf gefüllt find. Eine Heitzung der Mühle durch Wafferdampf fchien ihm nicht nur ökonomifch, fondern auch wegen Sicherung gegen Feuersgefahr vortheilhaft zu feyn. Es wollte indefs keiner, dem

*) Frei bearbeitet nach Nicholfon's *Journal of natur. philof. Mai* 1807. Die *Society of Arts* belohnte diefe nützliche Mittheilung mit einer Prämie von 40 Guineen. Gilbert.

er seine Idee mittheilte, auf sie eingehen; die meisten erklärten sie geradehin für unausführbar. Dieses machte ihn nur begieriger, einen Versuch anzustellen; er bestellte zu dem Ende Röhren von Zinn, und im Mai 1799 wurden diese in der Spinn-Mühle aufgerichtet. Sie gaben sogleich die nöthige Wärme, wenn sie mit Dampf von kochendem Wasser erfüllt wurden; doch waren sie beim Transport zu Wagen beschädigt worden, und hatten nicht Stärke genug. Auch bemerkte Herr Snodgrafs bald, dafs die Stellung, die er ihnen, um die Maschinen nicht zu stören, gegeben hatte, nämlich in dem einen Ende der Mühle schief (*diagonally*), sehr unvortheilhaft war. So wurden die obern Seiten der Röhren eher warm, als die untern, welches eine ungleiche Expansion hervor brachte; auch hinderte das in den Röhren condensirte und durch sie nach dem Kessel zurück laufende Wasser den Dampf am Steigen. Herr Snodgrafs liefs die Röhren ändern, stellte sie senkrecht, und verband mit ihnen andere Röhren, die bestimmt waren, das sich condensirende Wasser abzuführen. Taf. III. Fig. 1. stellt den ganzen Apparat nach dieser veränderten Einrichtung vor.

Die Zeichnung stellt das Innere der Giebelseite der Spinn-Mühle vor, an dem einen Ende der Vorbereitungs- und der Spinn-Stuben. An der andern Seite dieser Giebelmauer befindet sich ein Raum von 17 Fufs, der von einer andern Giebelmauer eingeschlossen wird, und das Wasserrad,

den Treppenraum und kleine Zimmer mit dem Mechanismus zur Bewegung der Spinnereien enthält. In dieſem Raume ſteht auf ebener Erde der Ofen und der Dampfkeſſel; ſie konnten in dieſer Zeichnung nicht angebracht werden, da ſie ſich hinter der erſten Giebelmauer beſinden. Der Dampfkeſſel hat nichts Ausgezeichnetes und wird eben ſo als die Keſſel der gewöhnlichen Dampfmaſchinen geſpeiſet. Ein runder kupferner Dampfkeſſel, 2 Fuſs weit und 2 Fuſs tief, der 30 Gallonen Waſſer faſste, und mit einer weiten kupfernen Haube, als einem Dampf-Reſervoir, verſehen war, entſprach der Abſicht in dieſem Falle völlig. Das kupferne Rohr *B* leitete den Dampf aus dem Keſſel durch die Giebelmauer hindurch in die zinnerne Röhre *CC*, und aus dieſer trat der Dampf durch die kleinen in einem Knie gebogenen kupfernen Röhren *D*, *D*, *D* in die Achſen der weiten ſenkrechten Röhren *E*, *E*, *E*, welche zuoberſt (unter der Decke, über die der Boden iſt) durch die horizontalen Röhren *F*, *F* in Verbindung ſtanden, damit der Dampf deſto freier in ihnen circulirte. Die mittelſte dieſer Röhren ging durch die Decke hindurch, in die Bodenſtube, in eine 36 Fuſs lange, horizontal liegende, Röhre, deren Ende man in *G* angegeben ſieht, und die beſtimmt war, den Bodenraum zu heitzen. An dem hintern Ende dieſer Röhre, *G*, befand ſich ein Ventil, das ſich nach Innen öffnete, damit beim Erkalten des Apparats im Innern deſſelben kein luftleerer Raum ſich bilden

halte; sonst würde die Luft die Röhren und den Kessel zusammen gedrückt haben. Aehnliche Ventile K, K befanden sich nahe bei den obern Enden der beiden andern senkrechten Röhren E, E. Aus der mittelsten Röhre E ging eine enge Röhre zum Dache hinaus, die bei I ein nach Aussen sich öffnendes Ventil hatte, durch das die Luft entweichen konnte, wenn die Röhren sich mit Dampf zu füllen anfingen, oder der Dampf selbst, wenn dessen zu viel entstand.

Der Dampf, welcher sich in den senkrechten Röhren E, E, E verdichtete, träufelte längs den Röhrenwänden in die Trichter L herab, deren Hülsen um die Röhre C herum oder durch sie hindurch gehen, und läuft durch die kupferne Röhre MM ab, welche das heisse Wasser durch die Giebelmauer den 5 Fuss tiefer stehenden Kessel wieder zuführte. In sie lief auch durch die kleine Röhre NN das in der Röhre CC sich verdichtende Wasser ab, da diese gleich der Röhre MM etwas gegen den Horizont geneigt war. Die unter dem Dache befindliche Röhre G stieg ebenfalls in ihrer ganzen Länge um 18 Zoll, und führte das verdichtete Wasser in die mittelste der Röhren E zurück.

Die weiten Röhren hatten alle 10 Zoll im Durchmesser, und waren aus verzinnten Blechtafeln von Nr. 2. gemacht. Es fand sich beim Gebrauche, dass dieser Apparat hinreichende Stärke hatte; nach den ersten Veränderungen bedurfte er keiner Reparaturen.

Da es darauf ankam, an Feuermaterial möglichst zu sparen, so wurde der Rauch aus dem für den Kessel bestimmten Ofen in gewöhnlichen steinernen Röhren, die in der Giebelmauer angebracht waren, abgeführt. Um aller Feuersgefahr zuvor zu kommen, wurden diese Röhren so gestellt, wie man das in Fig. 2. sieht. Die Wärme, welche der Dampf und diese Hülfs-Vorrichtung der Spinn-Mühle mittheilten, stieg auf 70° F. (17° R.). Die Säle in derselben sind 50 Fuss lang, 32½ Fuss breit, und das Erdgeschoss 11, die andern Geschosse 8 und der Boden-Saal 7 Fuss hoch; und die so geheitzten Zimmer waren weit gesunder und angenehmer, als die mit den besten Oefen geheitzten, da sie vollkommen frei von Rauch und übeln Gerüchen bleiben. Es geht aus verschiedenen Versuchen hervor, dass hierbei der Aufwand an Brennmaterial kaum halb so gross war, als er gewesen seyn würde, wenn man dieselbe Wärme mit den am besten eingerichteten Oefen hätte hervor bringen wollen. Darüber konnte Hr. Snodgrass um so zuverlässiger urtheilen, da er schon 5 Jahre lang in Baumwollen-Spinnmühlen über Oefen, die man damals für die besten hielt, Erfahrungen gesammelt hatte.

Als Herr Snodgrass diese Erfahrungen gemacht hatte, theilte er sie und eine ähnliche Zeichnung, als die hier befindliche, den Unternehmern seiner Baumwollen-Spinnmühle zu Glasgow mit, die an der Ausführbarkeit des Plans grosse Zweifel unterhalten hatten. Dieses geschah im J. 1800.

Sie machten diese Entdeckung sogleich in den Glasgower Zeitungen bekannt, und nun ahmten mehrere Baumwollen-Spinner diese Heitzung mit mancherlei Abänderungen nach. Herr Snodgrass theilte jedem, der es wünschte, allen nöthigen Unterricht mit; besonders rieth er, das zum Kessel zuströmende Wasser möglichst von dem Dampfe abzusondern, und wenn man zinnerne Röhren, oder andere, von nicht grösserer Stärke nimmt, sie durch Sicherungsventile sorgfältig zu schützen. In dieser und anderer Hinsicht ist der erste Versuch, den er hier absichtlich beschrieb, noch sehr mangelhaft. Da sich die Röhren alle an dem einen Ende des Hauses befanden, so vertheilte sich die Hitze sehr ungleichförmig, und es dauerte lange Zeit, ehe sie bis zum andern Ende vordrang; da aber die Mühle kaum Raum genug für die Spinn-Maschinen fasste, so war es unmöglich, den Röhren eine andere Stellung zu geben, oder sie durch die Stuben hin zu leiten. Dieser Fehler ist indess unter andern Umständen so leicht zu vermeiden, dass es dazu weiter keiner Anweisung bedarf.

In zwei andern Spinn-Mühlen, denen Herr Snodgrass jetzt vorsteht, hat er den Heitzungs-Apparat so aufgestellt, dass die Hitze vollkommen gleichförmig verbreitet wird. In der einen dieser Mühlen, welche aus 6 Geschossen besteht, wird das unterste Geschoss durch eine 5 Zoll weite, etwas geneigt liegende, Röhre aus Gusseisen geheitzt, welche in der Mitte desselben, der Länge nach,

2 Fuſs vom Boden (*ceiling*), hinläuft. Senkrecht ſtehende, $7\frac{1}{2}$ Zoll weite, und jede 7 Fuſs von der andern entfernte, zinnerne Röhren, führen aus ihr die Dämpfe durch alle Fuſsböden hindurch bis zu der Firſte des Hauſes, und bilden in jedem Sa-le eine in der Mitte deſſelben hinlaufende Reihe frei ſtehender wärmender Säulen. In der andern Mühle waren nach vollendetem Baue noch einige Säle angebauet, und mit dem Hauptbaue auf eine ungeſchickte Art verbunden worden; in dieſe muſs-te der Dampf aus dem Hauptapparate, der ganz mit dem eben beſchriebenen überein ſtimmte, durch liegende, nur wenig geneigte, Röhren geleitet wer-den. Ueberhaupt kann man den Dampf, wenn er durch den Hauptapparat hindurch gegangen iſt, beliebig weiter leiten; und Herr Snodgraſs hat keine Schwierigkeit gefunden, Räume aller Art auf dieſe Weiſe zu heitzen.

In der erſten der eben erwähnten Mühlen ſind die ſenkrecht ſtehenden Röhren unter dem Fuſsboden des Daches durch eine $2\frac{1}{2}$ Zoll weite, horizontale, nur wenig geneigte Röhre mit einan-der verbunden, deren Enden durch die Mauern des Gebäudes gehen und mit Ventilen verſehen ſind, die ſich nach Auſsen öffnen. Eine ähnliche Verbindungsröhre, mit Ventilen derſelben Art, iſt unter dem Fuſsboden (*ceiling*) des dritten Ge-ſchoſſes angebracht. Aller dieſer Beförderungs-mittel der Communication ungeachtet, füllten ſich die ſenkrechten Röhren, welche weiter nach hin-

ten ftanden, nur mit Schwierigkeit. Der Dampf fteigt, weil er fpecififch leichter als die Luft ift, fogleich in der Röhre aufwärts, welche dem Keffel zunächft fteht, verbreitet fich darauf durch den oberften Theil des Apparats, und drückt dann die Luft in dem unterften Theile zufammen, welche durch ihren Widerftand geraume Zeit die Durchwärmung diefes Theils verhindert. Diefem ift indefs durch ein nach Aufsen fich öffnendes Ventil an dem unterften Theile des Apparats, durch den die von dem Dampfe zufammen geprefste Luft entweichen kann, oder durch einige folche Ventile, leicht abzuhelfen. In der eben erwähnten Mühle geht die liegende Röhre aus Gufseifen durch die Giebelmauer und endigt fich mit Ventilen, welche die Luft entweichen laffen. In beiden Mühlen hat auch jede der fenkrechten Röhren ein Sicherungsventil, und in der zweiten find die aus dem Hauptapparate abgeführten liegenden Röhren jede mit einem nach Innen fich öffnenden Ventile verfehen.

Hr. Snodgrafs hat der *Society of arts* Certificate von fünf andern Spinn-Mühlen beigelegt, in denen man unter feiner Direction ähnliche Heitzungsapparate angelegt hat.

Wenn man in neu zu bauenden Manufaktur-Gebäuden die Heitzung gleich in den Plan mit einficht, fo läfst fich der Apparat noch fchicklicher einrichten, fo wie er in Fig. 2. dargeftellt ift. Diefe Figur zeigt einen Durchfchnitt einer Baumwollen-Spinnmühle, wie Herr Snodgrafs fie in die-

fem Falle anlegen würde. Man fieht in *a* den *Ofen*, deffen Rauchfang Rauch und Luft in die aus Gufseifen beftehenden Hauptröhren 1, 2, 3, 4 ausgiefst, welche in der Giebelmauer angebracht und ringsum mit Backfteinen fo ummauert find, dafs fie frei in einem hohlen Cylinder ftehen. Durch das Loch 9 ftrömt die kalte Luft von Aufsen in diefen Cylinder, und er giefst fie erwärmt in die Säle durch die Oeffnungen 5, 6, 7, 8 wieder aus. Man benutzt fonach die entweichende Wärme, und hat doch bei einem Ofen diefer Art weder Feuersgefahr noch Rauch zu befürchten. Die gewöhnlichen Oefen aus Kacheln oder Gufseifen berften oder platzen, wenn man allzu fcharf feuert; da hier der Rauch durch eine fteinerne Schlotte hindurch ftrömt, ehe er in den eifernen Ofen kommt, fo kann diefer nie fo heifs werden, dafs er berftet. Da der Ofen auch nur durch kleine Löcher mit den Stuben in Verbindung fteht, fo hat man nicht zu befürchten, dafs fich Baumwolle an ihm entzünde; und weil Luft ihn von dem Mauerwerk trennt, fo kann die Mauer nur eine mäfsige Wärme annehmen. Das eiferne Lager, welches die Röhren trägt, ift mit einem fchlechten Wärmeleiter, Afche, Lehm u. dergl. zu füttern, und die Oeffnungen, durch welche fich die heifse Luft in die Säle ergiefst, find mit Schiebern zu verfehen, durch die das Einftrömen fich reguliren läfst. Diefer Ofen ift indefs nichts Wefentliches, und ftatt deffelben kann man einen Rauchfang von beliebiger Art anbringen.

Der Keſſel *bb* iſt 6 Fuſs lang, $3\frac{1}{2}$ Fuſs breit und 3 Fuſs tief, und man kann ihn an jeden ſchicklichen Ort ſtellen, oder, wo eine Dampfmaſchine arbeitet, den Keſſel derſelben benutzen. Da die Vorrichtung, wie der Keſſel ſich mit Waſſer füllt, nichts Ausgezeichnetes hat, ſo iſt ſie in der Zeichnung weggelaſſen. Die Röhre *cc* leitet den Dampf aus dem Keſſel in die erſte der ſenkrechten Röhren *d*, *d*, *d*, *d*; ſie hat bei *e* ein weiteres Verbindungsſtück, das durch Liederung dampfdicht gemacht iſt. Der Dampf ſteigt durch die erſte der ſenkrechten Röhren *d* in die horizontale, etwas geneigte, Röhre *ffg*, und treibt die Luft theils aus dem ziemlich ſtark belaſteten Ventil *g* hinaus, theils durch die andern Röhren *d*, *d*, *d* in die enge Röhre *mm* herab, aus der ſie durch das Ventil *i*, oder durch den aufwärts gekrümmten Schenkel *n*, entweicht. In dieſe Röhre *mm* ſammelt ſich auch das Waſſer, das durch Verdichtung des Dampfs in dem Apparate entſteht; ſie iſt ſo ſtark nach *k* zu geneigt, daſs das Waſſer durch die Röhre *k* in einen Behälter hinaus ſlieſst, aus dem man es in den Keſſel zurück pumpt. Alle Röhren ſind von Guſseiſen, die Röhre *mmm* ausgenommen, welche aus Kupfer beſteht. Die ſenkrechten Röhren vertreten zugleich die Stellen von Säulen und unterſtützen die Querbalken des Gebäudes, welche auf den hervor ſpringenden Anſätze *o*, *o*, *o* aufliegen, die ſich durch die Keile *p*, *p*, *p* beliebig erhöhen laſſen. Die Röhren ſind ungefähr 1 Zoll tief in die

Bal-

Balken eingeſenkt, und an ihnen durch eiſerne Bänder *q*, *q* befeſtigt. Die Röhren in dem unterſten Geſchoſſe ruhen auf den Quaderſteinen *s*, *s*, *s*, *s*, und ſind hier durch Liederung dampfdicht gemacht. Sie tragen die Röhren des zweiten Geſchoſſes, dieſe die des dritten Geſchoſſes, und ſo ferner; und ſind mit ihnen durch geliederte Verbindungsſtücke verbunden. Die Röhren im unterſten Geſchoſſe ſind 7, in dem darüber ſtehenden 6, und in den beiden oberſten Geſchoſſen $6\frac{1}{2}$ Zoll weit; die Metalldicke beträgt $\frac{3}{8}$ Zoll. Der Grund, warum die untern Röhren weiter als die obern ſind, iſt, damit ſie der Luft mehr heiſse Oberfläche darbieten; denn in ſie ſteigt der Dampf (die vorderſte ausgenommen) von oben herab, und würde ſonſt nicht ſo viel Hitze, als oben, den Sälen mittheilen. Ventile, die ſich nach Innen öffnen, bedarf dieſer Apparat nicht, da alle Röhren ſo ſtark ſind, daſs ſie den Druck der Atmoſphäre aushalten. Dieſe Baumwollen-Spinnmühle iſt 60 Fuſs lang, 33 Fuſs breit und hat 4 Geſchoſſe; das oberſte iſt ein Boden-Geſchoſs. In der Zeichnung ſieht man nur $\frac{5}{9}$ der Länge des Gebäudes. Während der Zeit der gröſsten Kälte heitzt der Apparat die ganze Mühle bis auf 85° F. (23° R.); und es iſt leicht zu überſehen, daſs es nicht ſchwierig ſeyn würde, wenn man die Röhren vermehren und ſtarkes Feuer geben wollte, die Hitze bis auf 212° F. zu erhöhen. Man hatte gegen dieſe Einrichtung das Bedenken geäuſsert, das Gebäude

werde Schaden leiden, wenn die eifernen Röhren durch die Hitze ausgedehnt würden; allein die Erfahrung hat gelehrt, dafs die durch den Dampf bewirkte Ausdehnung derfelben fo gut als unmerklich ift.

Einer fo erleuchteten Gefellfchaft, als die *Society of arts*, glaubte Herr Snodgrafs kein Wort über die Anwendungen, welche diefe Heitzungsart bei anderm ökonomifchen Gebrauche fähig fey, fagen zu dürfen. Er fügte aber noch viele Certificate von Befitzern von Baumwollen-Spinnmühlen bei, aus denen hervor geht, dafs die Heitzungsart des Herrn Snodgrafs von vielem Vortheile, und dafs er der Erfte gewefen ift, der Wafferdampf zum Heitzen von Manufaktur-Gebäuden angewendet hat.

III.

Beſchreibung und Erklärung des Mascaret in dem Dordogne-Fluſſe;

von

LAGRAVE SORBIE *).

Die Einwohner von Guienne, welche die Ufer der untern Dordogne bewohnen, nennen *Mascaret* eine merkwürdige und eigenthümliche Art von Bewegung, welche ſich in dieſem Strome zu der Zeit zeigt, *wenn das Waſſer darin niedrig ſteht.* Dieſer letztere Umſtand iſt eine weſentliche Bedingung des Phänomens, daher man es nur in trocknen Sommern, wenn das Waſſer der Dordogne bis zu einer gewiſſen Tiefe geſunken iſt, dann aber täglich zwei Mahl, wahrnimmt. In naſſen Sommern bleibt es aus. Höchſt ſelten zeigt es ſich im Winter, bei ſtarken Fröſten, wenn der Waſſerſtand der Dordogne wegen vielen Eiſes, recht niedrig iſt. Das geſchieht aber keine drei Mahl in einem Jahrhunderte. Es giebt eine beſtimmte Gröſse, bis auf welche das Waſſer in der Dordogne geſunken ſeyn muſs, damit der Mascaret erſcheine; auch ſagen

*) Frei bearbeitet nach dem *Journ. de Phyſ.* 1805. t. 2. von Gilbert.

werde Schaden leiden [illegible] rdeaux ihn vor-
durch die Hitze aus [illegible] en sie, „hat sich
Erfahrung hat gelehrt [illegible] die Fluth ist heute
bewirkte Ausdehnung [illegible] et haben;" und da-
lich ist. [illegible] geln. Dieses hätte

Einer so [illegible] gt überzeugen sollen,
Society of arts [illegible] sikalische, in der Be-
Wort über die [illegible] es gegründete, Ursache
zungsart bei [illegible] ohne sich je zu irren, die
hig sey, [illegible] voraus sagt, selbst dann,
viele Cer[illegible] re lang, wegen zu grosser
Spinnmühl[illegible] geblieben ist. Folgendes ist
die Hei[illegible] Mascaret.

lem V[illegible] fernung von dem *Bec-d'Ambes*,
der W[illegible] e Dordogne sich in die Garonne
Gebä[illegible] II. Fig. 3.), erscheint an dem Ufer
[illegible], die bei hoher Fluth, wenn der
[illegible] rig ist, die Grösse einer Tonne,
[illegible] al selbst eines kleinen Hauses hat,
[illegible] nach hinten verlängert ist. Sie läuft
[illegible] mit einer unglaublichen Geschwin-
[illegible] ie so gross ist, dass sie das schnellste
[illegible] würde; und während dieser Wasser-
[illegible] er hart an der Küste fortwälzt, ent-
[illegible] rchtbares Getöse. Ich habe gesehen,
[illegible] und Ochsen, die auf den anliegenden
[illegible] deten, mit Zeichen der grössten Angst
[illegible] nellste entflohen. Sie zitterten noch
[illegible] Zeit nachher, und konnten nur mit gro-
[illegible] zurück gebracht werden. Gänse und

Aenten ſtürzen ſich beim Annahen deſſelben voller Schrecken in das Schilf, und es iſt vergebens, ſie heraus treiben zu wollen. Gegen harte Körper, die dem Mascaret entgegen ſtehen, ſchlägt er mit ſolcher Gewalt, daſs er die ſteinernen Einbaue und Kaye an den Ufern zerſtört, gewaltige Steinmaſſen aus denſelben auf funfzig Schritte und mehr mit fortreiſst, die gröſsten Bäume umſtürzt, und die Fahrzeuge, wenn er auf ſie trifft, verſenkt und zerbricht, letzteres beſonders, wenn ſie ſich am Ufer auf einer harten Grundlage befinden. Zu *Saint-André* zertheilt ſich dieſer Waſſerberg in Wellen, welche die Hälfte der Breite des Fluſſes bis *Caverne* einnehmen (*en lames, qui tiennent la rivière dans la moitié de ſa largeur*). Hier verliert ſich der Mascaret eine kurze Strecke. Zwiſchen *Asque* und *Lile* erſcheint er wieder in Geſtalt eines Vorgebirges; dann in der von Wellen bis *Terſac*; von da bis *Darveire* wieder in ſeiner anfänglichen Geſtalt. Von Darveire geht er längs der Küſte bis *Fronſac*, einem Landſitze des Herrn von Richelieu; von Fronſac aus verbreitet er ſich über den ganzen Strom, geht mit einem ſchrecklichen Geräuſche vor *Libourne* vorbei, und bringt die Rehde dieſer Stadt in Aufruhr; zuletzt erſcheint er wieder, doch nur mit weniger Kraft, zu *Geniſac-les-Réaux* und zu *Peyreſite*. Der ganze Raum, welchen der Mascaret durchläuft, iſt auf eine Länge von 8 bis 9 Lieues beſchränkt.

Nach dem Berichte des Herrn de la Condamine (p. 193 seiner Reise) findet man etwas Aehnliches, als diesen Mascaret, in dem Amazonen-Flusse, unter dem Namen *Proroca*. „Zwischen *Macapa* und dem *Cap-Port*," erzählt er, „an der Stelle, wo der grosse Kanal des Flusses am mehrsten durch Inseln eingeengt ist, besonders der grossen Mündung des Arawary gegen über, der sich von Norden her in den Amazonenfluss ergiesst, entsteht zu den Zeiten der höchsten Fluth, das ist, während der drei Tage um den Vollmond sowohl als um den Neumond, eine sonderbare Erscheinung durch die Fluth. Statt dass sonst das Meer sechs Stunden lang steigt, erlangt es dann in einer oder zwei Minuten die grösste Höhe. Man urtheilt leicht, dass diess nicht ruhig zugehen kann. Schon aus der Entfernung von einer Stunde lässt sich ein schreckliches Getöse hören, welches den *Proroca* ankündigt; so nennen nämlich die Eingebornen diese furchtbare Fluth. Das Getöse wächst, und bald erblickt man ein 12 bis 15 Fuss hohes Vorgebirge von Wasser; darauf ein zweites; darauf ein drittes, und manchmahl noch ein viertes, die eins nahe auf das andere folgen, und die ganze Breite des Kanals einehmen. Diese Welle (*lame*) kommt mit einer ausserordentlichen Geschwindigkeit heran, und alles, was ihrem Laufe Widerstand leistet, wird von ihr zertrümmert und rasirt. Ich habe gesehen, dass sie an einigen Orten grosse Stücke Erdreich mit fortriss, an an-

dern sehr starke Bäume entwurzelte und Verwüstungen vieler Art anrichtete. Ueberall, wo sie vorbei geht, ist das Ufer so rein, als wäre es gefegt worden. Die Kähne, die Pirogen, und selbst die gröfsern Fahrzeuge haben kein anderes Mittel, sich der Wuth dieser Wellen zu entziehen, als dass sie an einer tiefern Stelle vor Anker gehen. Ich habe diese Erscheinung an verschiedenen Orten mit Aufmerksamkeit beobachtet, und fand, dass sie sich nur da zeigte, wo die Fluth in einen engen Kanal trat, oder auf eine Sandbank oder eine Untiefe, als Hindernisse, traf. Nur dort, und nirgends anders, fing diese gewaltsame und unregelmäfsige Bewegung des Wassers an, und hörte in weniger Entfernung hinter der Sandbank oder Untiefe, oder hinter der verengerten Stelle des Flussbettes, auf. Man sagt, dass sich etwas Aehnliches in den Orkney-Inseln, nördlich von Schottland, ereigne, und in der Mündung der Garonne *), unweit Bordeaux, wo man diese Wirkungen der Fluth *Mascaret* nennt."

Man sieht aus dieser Stelle, dass der Proroca fast dieselbe Erscheinung als unser Mascaret ist. Doch ist darin eine Verschiedenheit, dass wir in der Dordogne zwei Arten von Fluth haben, eine,

*) Vielmehr in der *Dordogne*. Auch habe ich in Reisenden gelesen, dass man dieses Phänomen in einigen Flüssen der Hundsonsbai wahrnimmt, wo man es Wasserratze (*rat d'eau*) nennt; selbst auf dem Mississippi.

Lagr. Sorbie.

welche fich über den ganzen Flufs erftreckt, und eine zweite, die längs der Küfte hinftreicht, und mehr über die wafferlofen Stellen des Flufsbettes am Ufer, als über das Waffer felbft fich fortrollt. Die erfte hat Condamine gut beobachtet. Auf der Dordogne läuft der Mascaret mit Getöfe Strom aufwärts, bald längs der Küfte in Geftalt einer Ratze (wonach einige Reifende ihn benannt zu haben fcheinen), bald in furchtbaren Wellen, die fich über den ganzen Flufs wegziehen. Auf die erfte Art erfcheint er nur in den hinein gehenden Winkeln des Ufers und auf Sandbänken, wie aus der Abbildung des Flusbettes der untern Dordogne auf Kupfertafel III. zu erfehen ift. Die kleinen Punkte *A* bezeichnen die Sandbänke, wo der Mascaret immer anfängt; auch die Sandbänke, welche der Strom in den einwärts gehenden Winkeln des Ufers, da, wo das Waffer zurück geht, abgefetzt hat; hauptfächlich an diefen Stellen rollt das Vorgebirge von Waffer mit feiner ganzen Wuth über die Bodenfätze des Waffers hin. Die kleinen Striche *B* bedeuten die Stellen, wo der Mascaret auf die zweite Art, nämlich in Wellen, erfcheint, und wo die Wellen deffelben die ganze Breite des Stroms einnehmen. Die mit *C* bezeichneten hervor fpringenden Winkel des Ufers find diefe Stellen, wo der Mascaret das Ufer und zugleich feine anfängliche Geftalt verläfst, um fich über den ganzen Flufs zu verbreiten, in einer Menge anfehnlicher Wellen, die eine hinter der andern Strom

aufwärts laufen, ſo lange das Bett geradlinig bleibt. In den einwärts gehenden Winkeln des Ufers verſchwinden dieſe Wellen, und der Mascaret erſcheint wieder unter der erſten Geſtalt.

Noch hat ſich keiner der Bewohner dieſer Gegend die Mühe genommen, dieſes Schauſpiel, das ſie bei niedrigem Waſſerſtande täglich zwei Mahl ſehen, den Naturforſchern im Detail bekannt zu machen, und mir iſt niemand bekannt, der verſucht hätte, dieſe Erſcheinung zu erklären. Selbſt Condamine thut das nicht, wiewohl aus ſeiner Erzählung erhellt, daſs ein Naturforſcher, wie er, die Urſache leicht entziffert haben würde, hätte er den Proroca länger und unter mehrern Umſtänden beobachtet.

Die erſte Urſache dieſer beſondern Art von Fluth iſt, wie ich glaube, dieſelbe, welche allgemein die Fluth in Strömen hervor bringt; und wenn auf andern Strömen kein Mascaret oder Proroca wahrgenommen wird, ſo liegt das bloſs an der eigenthümlichen Beſchaffenheit, welche das Fluſsbett haben muſs, wenn dieſe beſondere Art von Fluth entſtehen ſoll. Sie haben nicht Strom genug; oder das Waſſer ſteht in ihnen nicht niedrig genug; oder die Fluth iſt ihnen zu ſchwach; oder die ein- und auswärts ſpringenden Winkel der Ufer ſind nicht ſo beſchaffen, wie es zum Mascaret nöthig iſt. Ich möchte wetten, daſs ich aus der Anſicht eines Plans des Fluſsbettes und der Sonden es voraus errathen wollte, ob in dem

[illegible] oder mir. Daſs [illegible], liegt, wie ich glaube, allein in der [illegible] des [illegible] und in ſeiner Eigenthümlichkeit in der Höhe und Fluth. In der Dordogne ſcheint mir die [illegible] Urſache ganz einfach zu ſeyn. Auf [illegible] immer zur Veren-gerungen, in welchen Condamine den Pororoca ſah. In der Dordogne iſt es anders. Auf ihrem ganzen Laufe hat ſie kaum eine Enge; faſt überall fließt ſie ſehr ſchnell, und hat nur wenig Tiefe, wie alle Ströme von ſchnellem Laufe. Sie macht viele Schlängelungen, und hat zwar wenig Inſeln, aber in jedem einwärts gehenden Winkel findet ſich eine Sandbank. Sie ſtrömt dem *Bec-d'Ambes* in nordweſtlicher Richtung zu, abgeſehen von ih-ren Krümmungen; hier ergieſst ſie ſich in die viel ſtärkere Garonne, und beide Ströme fließen dann vereint, ebenfalls in nordweſtlicher Richtung, dem Meere zu, indem ſie den ſchönen Meeresarm bil-den, der unter dem Namen der *Gironde* bekannt iſt. Das Waſſer, das zur Fluthzeit durch dieſen Meeresarm herauf kommt, ſtrömt in gerader Rich-tung auf die Mündung der Dordogne zu, und dringt daſelbſt gröſsten Theils in dieſen Fluſs ein, und nicht in die Garonne, deren Richtung von Bourdeaux ab nördlich iſt. Die groſse Menge des Waſſers, welche auf dieſe Art mit eintretender Fluth ſich in die Dordogne drängt, erzeugt in ihr die Wirkung, welche **Condamine** von dem Ama-

zonenflusse anführt, wo die Fluth, statt anderwärts 6 Stunden lang zu steigen, in 1 oder 2 Minuten die gröſste Höhe erreicht. In der Dordogne erreicht indeſs die Fluth, selbst zur Zeit des niedrigsten Wasserstandes, ihre gröſste Höhe keineswegs in so kurzer Zeit; die, wie ich glaube, von der Fluth über das Niveau angehobene, und fast in einem Augenblicke anrollende Wassermasse, vermehrt, wie es mir scheint, das Wasser in dem Fluſsbette nur um ihr Volumen, und so bald der Mascaret vorbei ist, der sehr schnell vorüber geht, sieht man das Wasser in diesen beiden Strömen eben so allmählich, als in den andern ansteigen.

Alles, was ich hier angeführt habe, scheint mir zu beweisen, daſs der Mascaret der Dordogne von der in der Gironde herauf tretenden Fluth erzeugt wird, die sich in gerader Linie in die Dordogne ergieſst. Da jener Meeresarm wenigstens sechs Mahl breiter und viel tiefer als dieser Fluſs ist, so führt er diesem bei ankommender Fluth plötzlich einen solchen Ueberfluſs an Wasser zu, daſs dieses darin auf einen Augenblick die Gestalt eines Vorgebirges von Wasser annehmen muſs. Die physikalischen Ursachen des Mascarets sind also die groſse Masse Wasser, die bei der Fluth aus der Gironde in die Mündung der Dordogne tritt, und die Seichtigkeit der Dordogne; denn zur Zeit der Regen, und wenn der Strom nicht recht niedrig ist, sieht man den Mascaret nicht.

Diese Thatsachen zeigten, dass die Erscheinungen der Ebbe und Fluth in den Flüssen von denen im Meere verschieden sind. Die Fluth im Meere macht bloss eine Art von Damm aus, der dem Wasser des Flusses den freien Austritt versperrt; die Flüsse selbst aber erzeugen durch das Uebermass ihres am Ausfliessen verhinderten Wassers die mit der äussersten Geschwindigkeit ansteigenden Fluthen, welche man auf den grossen Strömen bis auf ausserordentliche Entfernungen wahrnimmt, da sie im Amazonenflusse über 500 bis 600 Lieues, und im Senegal fast eben so weit den Strom hinauf treten. Eben so denke ich mir den Mascaret und den Proroca, die also, unter dieser Voraussetzung, ganz dieselbe Ursache haben, als im Allgemeinen die Fluth in den Strömen.

IV.

...REIBUNG

...er eines Bathometers, mit ...iefe des Meeres meſſen läſst;

von

A. van Stipriaan Luiscius,

Dr. und Lector der Chemie zu Delft.

Dieſes iſt der Titel eines vor Kurzem erſchienenen Werkes, welches der Verfaſſer allen Seemächten der policirten Welt zugeeignet, und über das Herr L'Evêque, Mitglied des Inſtituts und Examinator der Marine, der erſten Klaſſe des Inſtituts von reich einen Bericht erſtattet hat, aus welchem ich Frankdas, was man hier findet, gröſsten Theils ausziehe.

Es fehlt uns faſt noch ganz an Kenntniſſen über die Natur und Geſtaltung des Bettes der verſchiedenen Meere. Unſtreitig hat der Grund des Oceans eben ſo gut ſeine Gebirge, Ebenen und Thäler, als der ſichtbare Theil der Erdfläche; wir können ſie nur durch eine groſse Menge von Reihen von Verſuchen über die Tiefe der Meere kennen lernen, zu denen die vereinte Bemühung mehrerer Nationen und die Unterſtützung der Regierungen uns allein verhelfen können.

Man findet in einigen Reifebefchreibungen und in andern Schriften die vergeblichen Verfuche erzählt, welche zu verfchiedenen Zeiten gemacht worden find, um die Tiefe des Meeres, wenn fie eine gewiffe Grenze überfteigt, mit der Sonde zu erforfchen. Es wird zwar gefagt, einige holländifche Seefahrer hätten von den europäifchen Küften an bis auf die Bank von New-Foundland immerfort Grund gefunden; die nöthigen Nachweifungen fehlen aber hierüber. Auch der fel. Büache hatte an einigen der Hauptpunkte das Meer fondirt, und diefe Sondirungen zugleich mit denen, welche er bei andern vorfand, in einer Karte neuer Art zufammen geftellt, auf die er fein Syftem über diefen wichtigen Theil der Phyfik gründete; feine Arbeit ift aber von andern nicht fortgefetzt worden. Die gröfste Meerestiefe, welche man bis jetzt gemeffen hat, ohne Grund zu finden, betrug 1200 Klafter; Borda redet von ihr. In der Reife des Kapitains Phipps zum Nordpole findet man Sondirungen von 613 und 780 Klaftern, und ähnliche bei vielen andern.

Einige find der Meinung gewefen, es liege mehr an der Art, wie man die Meerestiefe fondire, als an der Unergründlichkeit des Meeres felbft, dafs man mit Sonden von folcher Länge keinen Grund gefunden habe. Unter andern Büffon, der fich darüber folgender Mafsen äufsert: „Um „die Tiefe des Meeres zu fondiren, dient gewöhn-„lich ein 30 bis 40 Pfund fchweres Stück Blei,

„das an einem dünnen Seile befestigt ist. Für
„nicht allzu grofse Tiefen ist diese Vorrichtung
„zweckmäfsig; bei sehr grofsen Tiefen kann sie da-
„gegen in Irrthum führen, und machen, dafs man
„da keinen Grund findet, wo man ihn doch finden
„sollte. Denn da diese Schnur specifisch leichter
„als das Wasser ist, so kommt man, wenn viel
„Schnur abgewickelt ist, endlich dahin, dafs das
„Gewicht und die Schnur, zusammen genommen,
„nicht mehr wiegen, als das Wasservolumen, wel-
„ches sie aus der Stelle drücken. So bald das der
„Fall ist, sinkt die Sonde nicht mehr, sondern
„entfernt, in einerlei Tiefe schwimmend, sich
„seitwärts. Man müfste sich daher eiserner Ket-
„ten, oger anderer Körper, die specifisch schwe-
„rer als Wasser sind, zu Sondirungen solcher Tie-
„fen bedienen. Es ist sehr wahrscheinlich, dafs
„hierin der Grund liegt, dafs Seefahrer an so vie-
„len Orten im Meere keinen Grund gefunden ha-
„ben." Auch Bouguer war Anfangs dieser Mei-
nung; er erkannte sie aber in der Folge als irrig.
Hat nämlich die Schnur der Sonde sich mit Wasser
durchzogen, so ist sie specifisch schwerer als das
Meerwasser, und die Sonde hat dann immer ein
bedeutend gröfseres Gewicht, als ein gleich gro-
fses Volumen Wasser; und eben aus diesem Ueber-
schusse an specifischem Gewichte entspringt ein Theil
der Schwierigkeiten bei dem Sondiren. Bouguer,
der diese Schwierigkeiten sehr gut darstellt, hat
einige Vorschläge gethan, um ihnen abzuhelfen;

doch ſcheint ihm die Sache immer äuſserſt ſchwierig zu bleiben. Herr von Fleurieu ſchlug vor, die Schnur aus Pferdehaaren zu verfertigen, damit ſie einerlei ſpecifiſches Gewicht mit dem Waſſer habe, und immer nur das Gewicht des Bleies allein die Sonde herab ziehe. Doch auch dann würden noch die gröſsten Hinderniſſe bei Sondirungen in groſser Tiefe beſtehen, daſs nämlich die Schnur bald zu kurz iſt, bald bei unruhigem Meere zerreiſst.

Dieſe Schwierigkeiten hatten ſchon früher Naturforſcher beſtimmt, auf andere Einrichtungen zu denken, mit denen ſich die groſsen Tiefen des Meeres ſicherer und leichter meſſen lieſsen. Alle von ihnen zu dem Ende in Vorſchlag gebrachten *Bathometer* ſind darin einander ähnlich, daſs ſie aus zwei Stücken beſtehen, von denen das eine ſpecifiſch ſchwerer, das andere ſpecifiſch leichter als das Meerwaſſer iſt; daſs beide Stücke verbunden im Waſſer ſinken, bis ſie auf dem Boden ankommen, hier aber ſich von einander trennen; und daſs dann das ſpecifiſch Leichtere zu der Oberfläche wieder herauf ſteigt, ſo wie ein Luftballon in der Atmoſphäre aufwärts ſchwimmt. Dieſe Bathometer beruhen daher auf einerlei Princip, und weichen nur in der mehr oder weniger glücklichen Art der Ausführung von einander ab.

Der gelehrte und ſcharfſinnige Dr. Hooke ſcheint der erſte geweſen zu ſeyn, der ein Bathometer dieſer Art vorgeſchlagen hat. Es beſtand

aus

aus einer gut gefirnifsten hölzernen Kugel, mit einer gekrümmten Stahlfeder, an die ein Stück Blei, Eifen oder Stein, mittelft eines Hakens, gehängt wurde. Diefes Gewicht zog die Kugel mit herab; beim Auffstofsen auf den Boden löfete fich die Feder aus, und die Kugel ftieg wieder aufwärts. Man beobachtete mit einer Sekundenuhr die Zeit, welche bis zum Wiedererfcheinen der Kugel hinging. Varenius hat in feiner Geographie eine kurze Befchreibung diefes Bathometers und das Detail der Verfuche eingerückt, die damit zu Shernefs angeftellt wurden. Nachmahls verbefferte der Dr. Hooke diefes Inftrument, und verfah es mit Flügeln nach Art der Windmühlen und mit Räderwerk, um den herabwärts oder heraufwärts durchlaufenen Weg zu meffen. Man findet es befchrieben in feinen *Philofophical Experiments and Obfervations*, welche Derham 1726 zu London bekannt gemacht hat, unter der Ueberfchrift: *Explorator profunditatis*. Rochon hat auf feiner Reife nach Oftindien von einem Bathometer Gebrauch gemacht, das dem erften des Dr. Hooke ähnlich war, nur ftatt der Kugel eine Spindel hatte; feine Verfuche mifslangen und er giebt davon die Urfache an *). Ein ähnliches Inftrument wird

*) Dr. Hooke hatte diefen feinen erften Vorfchlag felbft als unbrauchbar verworfen, weil es nicht möglich ift, den Schwimmer in dem Augenblicke gewahr zu werden, wenn er aus dem Waffer wieder heraus taucht. Dafür theilte Dr. Hooke der Londner Societät im J. 1691 drei andere Vorfchläge zu Bathometern und andern Inftrumenten mit,

in den Schriften des Instituts zu Bologna von Martinelli beschrieben, und auch Saverien redet von demselben in seinem *Dictionnaire de Marine*. Die Fehler, welche dasselbe hat, giebt Dr. Desaguliers in seinem *Cours de Physique* an, und beschreibt darin mit großer Umständlichkeit mehrere Bathometer von seiner und des Dr. Hales Erfindung, welche die Tiefe durch Compression der Luft messen sollten *); alles ist aber bloß

welche bestimmt waren, die Beschaffenheit des Meeres in grofsen Tiefen kennen zu lernen. Im zweiten dieser seiner neuen Bathometer war die Kugel in senkrechter Richtung durchhöhlt, und in dieser Höhlung eine Spindel wie in den Taschenuhren mit schief stehenden Flügeln angebracht, die durch eine Schraube ohne Ende Räderwerk und Zeiger umtrieb, so lange das Bathometer im Wasser herab sank. So bald das Gewicht sich ablösete, verschloss eine Feder die Höhlung durch eine Klappe, und das Räderwerk blieb beim Aufschwimmen des Instruments in Ruhe. Sein dritter und letzter Vorschlag zu einem *Explorator profunditatis, distantiae, abyssi*, wie er das Bathometer nennt, bilde ich hier auf Taf. IV, Fig. 2. ab. *AA* ist die gefirnifste hölzerne Kugel, *D* der Schwimmer, und *FF*, *GG* sind zwei Odometer, von denen das eine beim Sinken, das andere, welches gerade umgekehrt gestellt ist, beim Aufwärtsschwimmen des Instruments umgetrieben wird. An den federnden Haken *C* wird das Gewicht gehängt, welches das Bathometer mit herab zieht. Gilbert.

*) Auf diese Idee war schon Hooke gekommen, verliess sie aber, weil die Compression der Luft in dem Instrumente nur dann die Tiefe messen konnte, wenn man die Temperatur und die Beschaffenheit des Wassers dieser Tiefe kannte, und mit Sicherheit wufste, dafs das Wasser in sehr grofsen Tiefen gar nicht comprimirt sey. Dagegen wollte sich Hooke dieser Vorrichtung als *Explorator Gravitationis* bedienen. Gilbert.

theoretisch, ohne dass irgend ein Versuch den Erfolg bewährt hätte.

In dem *Repertory of Arts and Manufactures, Vol. II.*, findet man eine Erfindung eines Künstlers beschrieben, Namens Greenstreet, um das Meer zu sondiren, welche Aehnlichkeit mit dem letzten Explorator des Dr. Hooke hat. An ein langes Stück Holz wird ein Gewicht gehängt, welches das Instrument in das Wasser herab zieht; auf dem obern Ende des Holzes steht ein Schwimmer, der, wenn das Holz wieder herauf gekommen ist, zum Wasser heraus ragt; und in der Mitte des Holzstückes ist eine Art von Schenkel (*cuisse*) angebracht, in dem sich eine den Wegemessern ähnliche Vorrichtung befindet. Diese besteht aus einer Spirale von Holz, welche von dem Wasser in die Runde getrieben wird, das durch den Schenkel und eine Seitenröhre hindurch strömt, während das Instrument zu Boden sinkt. Die Achse der Spirale endigt sich mit einer Schraube ohne Ende, die in das Räderwerk eingreift, und dieses ist mit Zeigern und Zifferblättern versehen, welche die Zahl der Umläufe der Spirale zählen. Beim Aufstossen auf den Meeresboden wird ein Stift zwischen die Zähne des ersten Rades geschoben, und dadurch die fernere Bewegung gehemmt. Hierbei wird wesentlich erfordert, dass man durch viele Versuche das Räderwerk genau der Länge der Achse der Spirale (welche hier die Einheit des

Maſses iſt) proportionirt habe; eine Sache, die ſehr ſchwer zu erlangen iſt.

Herr Luiscius beurtheilt dieſes Inſtrument ſehr umſtändlich, und zeigt, welche Vorzüge und welche Fehler es hat. Das Bathometer, welches er vorſchlägt, beruht zwar auf einerlei Grundſätzen mit dieſem, doch glaubt er es von den Fehlern des Greenſtreet'ſchen befreiet und demſelben eine gröſsere Vollkommenheit, als allen andern, gegeben zu haben. Ich will verſuchen (ſagt Herr L'Esvêque), davon eine ſo deutliche Idee zu geben, als ſich ohne Hülfe von Figuren thun läſst.

Das Inſtrument beſteht aus einem Schwimmer (*bouée*, Boye), welche einen Erkennungs-Wimpel (*flamme de reconnaiſſance*) trägt, aus einem Odometer, und aus einem Gewichte, das entweder einfach und unbeſtimmt, oder zuſammen geſetzt und von beſtimmter Art iſt. Die *Vor-Sonde*, mit welcher Hr. Luiscius vorläufig die ſcheinbare Tiefe und die Natur des Meergrundes, an der Stelle, wo ſondirt werden ſoll, unterſucht, um danach die Art des Gewichtes am Bathometer auszuwählen, beſteht bloſs aus einem Schwimmer mit ſeinem Erkennungs-Wimpel und aus einem einfachen Gewichte. Der Schwimmer iſt ein hohler Cylinder aus ſtarkem Kupferblech, der ſich oben und unten koniſch endigt. Durch die Spitze des untern Konus geht eine cylindriſche Röhre; die Spitze des obern endigt ſich mit einer Schraube,

an welcher der Wimpelſtock (*la boite du digon*) befeſtigt wird, der eine runde, ſenkrecht ſtehende, Scheibe und zuoberſt den Wimpel oder die Fahne trägt. Das Gewicht beſteht aus einem Cylinder, der ſich unten in einem Knopfe endigt, und längs ſeiner Achſe durchbohrt iſt; durch die Achſe geht ein eiſerner Stab, an den unten eine kupferne Kugel angeſchroben iſt, und der ſich oben wie eine Pike endigt. Dieſer Stab bewirkt beim Aufſtoſsen auf den Grund des Meeres die Ablöſung des Schwimmers von dem Gewichte, und hemmt zugleich den Odometer, durch einen Mechanismus, der ſich ohne Figuren nicht verdeutlichen läſst, den man aber in dem Werke ſehr umſtändlich beſchrieben und in Zeichnungen dargeſtellt findet. Durch dieſen Mechanismus hauptſächlich unterſcheidet ſich das Bathometer des Hrn. Luiscius von den frühern Inſtrumenten dieſer Art, und hierin übertrifft es ſie durch Zuverläſſigkeit der Wirkung. Die groſse Vor-Sonde des Verfaſſers entſpricht in ſo weit ebenfalls dieſer Beſchreibung. Das Bathometer unterſcheidet ſich von ihr dadurch, daſs es mit einem *Odometer* verſehen iſt, wie die ähnlichen Inſtrumente Hooke's und Greenſtreet's. Die Einrichtung der Wegemeſſer iſt bekannt, daher hier von dem Odometer nicht mehr angeführt zu werden braucht, als daſs Herr Luiscius vier kleine Flügel an der Spindel Greenſtreet's Spirale vorzieht; daſs er ſeine Odometer mit einem ſo genannten *Moderator* verſieht,

mittelst dessen er sie nach der vorläufig bekannten Tiefe adjustirt; daſs er für groſse Tiefen sich eines andern Odometers mit mehr Räderwerk, als für gewöhnliche Tiefen, bedient; und daſs er durch ein Flechtwerk aus Messingdraht zu verhindern sucht, daſs Fische oder andere Gegenstände den Lauf der kleinen Mühle hindern können. Auch hat er einen Strömungs-Messer; und da, wo Schlamm, Meerespflanzen, oder Korallen das Bathometer fest halten würden, bringt er einen besondern Mechanismus an, der den Schwimmer in beliebiger Höhe über dem Boden auslöset. Alles das macht aber das Instrument, das möglichst einfach seyn sollte, ziemlich zusammen gesetzt.

Herr Luiscius meint, nach angestellten Versuchen sollte man glauben, Körper sänken im Wasser eben so gut als in der Luft mit beschleunigter Bewegung zu Boden; bei seinem Bathometer komme das aber, da die Beschleunigung in einem so dichten Mittel, als das Wasser, nur höchst geringe seyn könne, so wenig in Anschlag, daſs man davon ganz absehen könne, da die Zahl der Umläufe der Flügel der Geschwindigkeit des Sinkens und der Dichtigkeit der Flüssigkeit proportional seyn müssen. Er führt Versuche an, die er in dieser Absicht in einer 20 Fuſs langen und 4 Zoll weiten Röhre, die er erst mit Brunnenwasser, dann mit einer vier Mahl stärkern Salzauflösung, als das Meerwasser, gefüllt hatte. Er lieſs darin sein Bathometer mit dem gewöhnlichen, und darauf

mit einem gröſsern Gewichte herunter ſinken, und die Angaben der Tiefen wichen um kein Zwanzigtel von einander ab; woraus er ſchlieſst, daſs unter den gewöhnlichen Umſtänden dieſe Urſache nur ſehr geringe Fehler veranlaſſen kann *).

Regeln über die Art, wie dieſes Bathometer zu brauchen iſt, beſchlieſsen das Werk. In einer Einleitung ſpricht Herr Luiscius von der Entſtehung der Natur und der Tiefe der Meere, und erzählt mit vieler Ordnung und Deutlichkeit, was von der Bildung unſerer Erde und deren Theilen, und von den Veränderungen, die ſie erlitten haben, bekannt oder allgemein angenommen iſt.

*) Was Hr. Dr. Caſtberg in Kopenhagen in dieſen Annalen, J. 1805, St. 3. (B. 19, S. 344 f.) über bathometriſche und thermometriſche Verſuche, die er auf dem Meere anzuſtellen dachte, vorläufig bemerkt hat, verdient hiermit verglichen zu werden, iſt er gleich durch die verdienſtvollen Arbeiten, welche er ſeitdem als Director des Taubſtummen-Inſtituts übernommen hat, an der Ausführung dieſer Verſuche verhindert worden.

Gilbert.

V.

Ueber
die Wiedererzeugung des Sauerſtoffgas der atmoſphäriſchen Luft.

Eine Vorleſung,
gehalten in der naturhiſtoriſchen Geſellſchaft in Hannover,
von

G. W. Muncke,
Inſpector am Georgianum.

Mein *Syſtem der atomiſtiſchen Phyſik*, welches bei den Gebrüdern Hahn hierſelbſt eben erſchienen iſt, enthält mehrere Gegenſtände, die bis jetzt noch keinesweges ausgemacht ſind, die ich aber erwähnen muſste, um dasjenige zu liefern, was der Titel verſpricht, nämlich ein Syſtem. Weit entfernt, zu glauben, daſs mit der Zuſammenſtellung wahrſcheinlicher Hypotheſen alles geſchehen ſey, bin ich vielmehr überzeugt, daſs noch vieles darin einer nähern Unterſuchung bedarf, und ich ſehe dieſes dargelegte Syſtem nur als eine Grundlage an, auf die ich weiter bauen will, indem ich die Unterſuchungen durch ſleiſsiges Experimentiren ſo lange fortzuſetzen denke, als Zeit und Umſtände es erlauben werden.

Unter mehreren Fragen, die ich hier berührt habe, iſt auch die ſehr wichtige, über die Wie-

dererſetzung des Sauerſtoffgas der atmoſphäriſchen Luft, welches täglich in unermeſslicher Menge verbraucht wird, und nothwendig eine ſtets producirende, höchſt ergiebige, Quelle haben muſs, weil ſonſt der vorhandene Vorrath deſſelben bald verzehrt ſeyn. und damit alle Proceſſe des Lebens, Verbrennens, Säurens, und zahlloſe andere ein Ende nehmen würden. Schon lange glaubte man, daſs die Pflanzen einen wohlthätigen Einfluſs auf die Verbeſſerung der Luft hätten; allein nach einer groſsen Menge von Verſuchen und nach oft wiederholten Forſchungen iſt das Urtheil endlich dahin ausgefallen, daſs die Pflanzen der Atmoſphäre überhaupt gar kein Sauerſtoffgas, oder es wenigſtens nicht in einer hierzu hinlänglichen Menge liefern. Es iſt meine Abſicht, den Gang der bisherigen Unterſuchungen über dieſen Gegenſtand hier in der Kürze zu erzählen, damit man ihn beſſer überſehen, und den Standpunkt richtiger beurtheilen könne, auf welchem wir jetzt in dieſer Unterſuchung ſtehen.

Es war im Jahre 1774, als der durch ſeine eben ſo zahlreichen als glücklichen Experimente ſo berühmte Prieſtley die dephlogiſtiſirte Luft entdeckte, das heiſst, eine Luft, die nach ſeiner Anſicht von Phlogiſton frei, folglich dephlogiſtiſirt oder rein, iſt. Bald darauf fand er, daſs die grünen Pflanzen dieſe nämliche Luftgattung entwickeln, und zwar durch die Einwirkung des Sonnenlichts oder auch des bloſsen Tageslichts auf ſie.

Nach ſeiner Darſtellung *) iſt die Vegetation das Mittel, wodurch die Pflanzen theils die im Waſſer aufgelöſete Luft verbeſſern, theils eine reine Luft hervor bringen; die Landpflanzen dienen auf dieſe Art zur Verbeſſerung der durch das Athmen der warmblütigen Thiere verdorbenen Luft, und die vielen Pflanzen in der See zur Dephlogiſtiſirung der durch die Seethiere mit Phlogiſton überladenen Luft; und in ſo fern dieſes der Natur der Pflanzen angemeſſen iſt, gedeihen ſie am beſten in mephitiſchen Gasarten, am ſchlechteſten im dephlogiſtiſirten Gas, in welchem ſie bald abſterben. Prieſtley wurde nicht lange nachher auf die grüne Materie aufmerkſam, die ſich im ſtehenden Waſſer erzeugt, über deren Beſchaffenheit, ob ſie vegetabiliſcher oder thieriſcher Natur ſey, man ſich lange geſtritten hat, und er glaubte mit Recht zu bemerken, daſs auch ſie Sauerſtoffgas entbinde.

Der erſte, der ihm widerſprach, war der berühmte Scheele, indem dieſer behauptete und durch Verſuche bewies, daſs die Pflanzen, weit entfernt, die Luft zu verbeſſern, ſie vielmehr verſchlimmern, und zum Athmen unbrauchbarer machen. Prieſtley nahm daher im J. 1778 ſeine Verſuche nochmahls vor, beobachtete dasjenige, worauf ihn Scheele aufmerkſam gemacht hatte, und geſtand **), daſs er ſich in ſeiner Behauptung

*) S. Verſuche und Beobachtungen über verſchiedene Theile der Naturlehre. A. d. Fr. Wien u. Leipz. 1780 u. 1782. 8. *M.*

**) *Experiments on vegetables*, p. XXVIII. *M.*

geirrt habe. Zwar finde er noch immer, daſs die Pflanzen die Luft verbeſſern, allein zu andern Zeiten finde er, daſs ſie dieſelbe vielmehr verderben, und er könne ſich in dieſe unbeſtimmte und ſchwankende Beſchaffenheit der Vegetation nicht finden.

In den weitern Verſuchen, die Prieſtley über dieſen Gegenſtand noch anſtellen wollte, kam ihm Ingenhouſs zuvor, dem man eigentlich die Entdeckung des Satzes, daſs die Pflanzen Sauerſtoffgas aushauchen, beizulegen pflegt, weil er ſich ſelbſt für den Begründer deſſelben ausgiebt. Ingenhouſs behauptete zu Folge zahlreicher Verſuche, daſs die Pflanzen, und zwar beſtimmt die grünen Theile derſelben, ſo lange ſie dieſe Farbe behalten, durch die Einwirkung des Sonnenlichts eine gewiſſe Menge reiner Luft aushauchen, im Schatten aber, oder bei Nacht, eine weit geringere Menge verdorbener Luft frei machen *).

Mit ihm zugleich trat Senebier auf, der mit heiliger Ehrfurcht an die Beobachtung der Natur ging, und mit echt-religiöſer Beſcheidenheit über die weiſen Einrichtungen der Vorſehung zur Erhaltung der Welt urtheilte. Ihn hatte unter andern auch Bonnet auf dieſen Gegenſtand aufmerkſam gemacht, der ſchon frühe den wohlthätigen Einfluſs der Gewächſe auf die Verbeſſerung

*) S. Verſuche mit Pflanzen etc. A. d. Fr. von Scherer. 2. Aufl. Wien 1786—1790. Deſſen vermiſchte Schriften, Th. I. S. 341. *M.*

... gleich nicht erwieſen
... 1762 die Entdeckungen
... nicht ahnden konnte. Se-
... dieſer ſeiner Forſchung einen
... und eine ſeltene Beharrlichkeit,
... ſeine zahlreichen und genauen Ver-
... alles erſchöpft iſt, was man nach
... Zeit fordern konnte, ſo will ich
... hauptſächlichſten Reſultate ſeiner Unterſuchun-
... in der Kürze zuſammen ſtellen **).

Senebier ſperrte verſchiedene Theile ... Pflanzen unter Waſſer, und fand: 1) daſs alle grünen Theile derſelben, als die Blätter und deren Zellgewebe, die grüne Rinde, die Kelche, die grüne Hülle der Blumenknoſpen, die grünen Blüthenblätter der Weiſsbuche, die noch jungen grünen Früchte, die grünen Samen und Schoten, reine Luft geben I, 79; 2) daſs die Entwickelung der reinen Luft ſtärker iſt, wenn die Blätter noch an den Stängeln ſitzen I, 53; imgleichen wenn das Blatt noch in ſeiner vollen Vegetation iſt I, 141; und daſs ſie bis in den Herbſt dauert I, 86; — 3) daſs die harzreichſten Blätter I, 151. und die ſaftigſten Pflanzen am meiſten reine Luft geben; — 4) daſs die Entwickelung dieſer Luft im Zellgewebe der Pflanzen geſchieht I, 68; — und 5) daſs verblichene und verdorrete, imgleichen bleich-

*) Bonnet über den Nutzen der Blätter bei Pflanzen. A. d. Fr. Nürnb. 1762. 4. *M.*

**) Phyſikaliſch-chemiſche Abhandlungen. A. d. Fr. Leipzig 1785. 4 Bde. 8. *M.*

füchtige Pflanzen und Pflanzentheile, die nicht mehr vegetiren, keine Luft entwickeln I, 68; II, 78.

B. Darauf sperrte er Pflanzentheile in verschiedenes gesäuertes Wasser, und fand: 1) dass die Pflanzen überhaupt mehr Luft in gemeinem Wasser, als in ausgekochtem oder destillirtem, entwickeln, und dass in letzterm in der Regel gar keine Luft-Entwickelung Statt findet; — 2) dass die Entwickelung stärker ist, wenn das Wasser mit Kohlensäure inprägnirt ist; — 3) dass eine noch stärkere Entbindung der reinen Luft in schwach gesäuertem Wasser Statt findet, voraus gesetzt, dass die Säuerung nicht stark genug ist, um die Pflanzen zu zerstören; — und endlich 4) dass die Wirkung durch die Verbindung der beiden letzten Mittel, noch erhöhet wird, hauptsächlich weil die Säuren die in Wasser aufgelöseten kohlensauren Salze zerlegen, und den Pflanzen Kohlenstoffsäure zuführen.

Nach allen diesen Versuchen zerlegen also eigentlich die grünen Pflanzenblätter die damahls so genannte fixe Luft mit Hülfe der Vegetation, indem sie das Brennbare dieser Luft sich aneignen, und die reine Luft, die ihnen nichts nützt, frei lassen. Wenn daher auch Senebier gleich im Anfange annahm, dass das Licht selbst in die Pflanzen übergehe, und sein Phlogiston an dieselben absetze, so kam er doch zuletzt eigentlich dahin, dass die Verbesserung der Luft durch Vege-

tation in nichts anderm, als darin bestehe, daſs die Pflanzen die fixe Luft zerlegen.

Ingenhouſs, der während dieser Zeit seine Untersuchungen fortsetzte, behauptete dagegen *), die Umwandlung der fixen Luft sey keineswegs Bedingung des Processes, sondern die Entbindung des Sauerstoffgas gehe auch ohne fixe Luft sehr gut von Statten.

C. Senebier dehnte seine Versuche auch dahin aus, daſs er auf die unter Wasser gesperrten Pflanzentheile farbiges Licht fallen lieſs, wobei er fand, daſs sie in violetten Strahlen verhältniſsmäſsig am wenigsten Luft entbinden, I, 154; wiewohl auf der andern Seite der violette Strahl die Blätter dunkler grün färbt, als selbst der weiſse, II, 99.

D. Eine Menge anderer Versuche belehrten diesen beharrlichen Forscher, daſs die Pflanzen in geräumigen Glocken und in phlogistischer Luft gut fort kommen, I, 120, und diese Luft verbessern, und daſs sie Wasserstoffgas in Knallluft verwandeln, I, 122. Bleichsüchtige Blätter, die der Sonne ausgesetzt sind, sterben nach seiner Beobachtung wegen zu starker Ausdünstung ab, II, 49; und wenn gleich die grünen Blätter im Finstern nicht vergelben, so fallen sie doch ab, II, 40. Endlich wollte er auch gefunden haben, daſs Blätter in Luft, die durch Schwefelleber phlogistisch gemacht war, grün wurden, II, 65; fand indeſs dieses Resultat

*) S. dessen vermischte Schriften, Wien 1784. B. I. *M.*

nicht conſtant, vielmehr fiel es bei den verſchiedenen Verſuchen ganz verſchieden aus.

So ſchätzbar auch dieſe Verſuche an ſich ſind, und ſo hoch man den unermüdeten Fleiſs und die pünktliche Genauigkeit achten muſs, womit ſie angeſtellt wurden, ſo wenig ergiebig ſind die Reſultate, welche ſie liefern, zur Beantwortung der hier unterſuchten Frage. Nehmen wir nämlich an, daſs die ganze Wirkſamkeit der Pflanzen darin beſteht, das kohlenſaure Gas zu zerlegen, und die darin enthaltene reine Luft darzuſtellen, ſo reicht die dadurch gelieferte Quantität Sauerſtoffgas zum Erſatze deſſen, was täglich verbraucht wird, keineswegs hin. Denn wenn gleich nach den genauen, von Davy angeſtellten, Verſuchen *) in einer Minute durch das Athmen eines Menſchen der Atmoſphäre 31,6 Kub. Zoll Sauerſtoffgas entzogen, dagegen aber 26,6 Kub. Zoll Kohlenſäure erzeugt werden, ſo ſieht man leicht ein, daſs, dieſer beträchtlichen Quantität des ſtets producirten kohlenſauren Gas ungeachtet, die wieder erzeugte Menge Sauerſtoffgas, wenn auch alle Menge Kohlenſäure ſofort durch die Pflanzen wieder zerlegt würde, nicht einmahl zum Athmen der lebenden Geſchöpfe hinreichend wäre. Die ſchwierige Frage iſt alſo damit gar nicht beantwortet. Ueber dieſs iſt die ganze Anſicht durch die Gründung der antiphlogiſtiſchen Chemie ſo vollkommen verändert, und die Conſumption des Sauerſtoffgas zum

*) Gilbert Annalen d. Phyſik. B. 19, S. 306. *M.*

Verbrennen des Wasserstoffgas, zur Bildung der Säuren und zu andern Verbindungen in so ungeheurer Menge erwiesen, daſs damit der Einfluſs der Senebier'schen Versuche auf die Beantwortung der Frage, durch die sie veranlaſst wurden, beträchtlich schwindet.

Ingenhouſs zeigte sich auch damals noch als einen hartnäckigen Gegner der Behauptung, daſs die Pflanzen die Kohlensäure zerlegen, und Senebier muſste sie aufs neue gegen ihn, theils durch ältere, theils durch neuere Versuche vertheidigen*). Ingenhouſs stellte ihm indeſs wieder eine Reihe von Beobachtungen entgegen**), aus denen er die Folgerung zog, daſs die Kohlensäure den Pflanzen keineswegs zur Entwickelung der Lebensluft nothwendig sey, sondern daſs diese auch an sich von den Pflanzen entwickelt werde, wenn gleich die Zerlegung des kohlensauren Gas durch die Pflanzen, als ein für sich bestehender Proceſs, nicht geleugnet werden könne.

Der Gegenstand hatte zu viel Interesse, als daſs nicht auch andere ihm ihre Aufmerksamkeit hätten widmen sollen. Der Graf Rumford entdeckte dabei im J. 1787 eine seltsame Erscheinung. Er verfuhr genau so, wie Senebier, Priestley und Ingenhouſs mit Pflanzentheilen verfahren hatten, mit

*) *Nouvelles expériences sur l'action de la lumière solaire pour la végétation*, Genev. 1788.; imgleichen *physiologie végétale*, in d. *encyclopédie méthodique*, 1791. *M.*

**) Vermischte Schriften, Th. II. *M.*

mit andern faſerigen Körpern, mit Wolle, Seide, Baumwolle und Glasfäden, ſperrte ſie unter Waſſer in Glasglocken, ſtellte dieſe an das Tageslicht, und fand, daſs auch durch ſie eine verbeſſerte Luft entwickelt wurde. Dieſer Verſuch ſchien die ganze Theorie mit einem Mahle über den Haufen zu werfen. Bei öfterer Wiederholung fand man indeſs, daſs die entbundene Luft in dieſem Falle weder ſo rein war, noch in ſolcher Menge geliefert wurde, als durch die Pflanzentheile. Die Vertheidiger der Prieſtley'ſchen Verſuche erklärten die widerſprechenden Rumford'ſchen Verſuche daraus, daſs die entbundene Luft entweder den faſerigen Körpern mechaniſch adhärirt habe, oder daſs ſie durch dieſes Mittel aus dem Waſſer entwickelt ſey, auf eine Weiſe und durch Urſachen, die ſie nicht genauer zu beſtimmen wuſsten.

Haſſenfratz *) erhob gegen die Behauptung, daſs die Kohlenſäure durch die Pflanzen zerlegt werde, einige Zweifel, in denen er den Proceſs ſelbſt als unmöglich erweiſen wollte. Er ſtellte hauptſächlich folgende drei Gegengründe auf: *Erſtens*, die in kohlenſaurem Waſſer aufgezogenen Pflanzen haben nicht mehr Kohlenſtoff bei der Analyſe, als ſolche, die in gewöhnlichem Waſſer vegetirt haben. Wenn *zweitens* die Kohlenſäure zerlegt würde, ſo müſste zur Bildung des Sauerſtoffgas eine groſse Menge Wärme verwandt, dieſer Wärmeſtoff alſo den Umgebungen entzogen

*) *Annal. de chimie*, XIII, p. 318. und XIV, p. 29. *M.*

werden, und hier müſste daher eine ganz ungewöhnliche Kälte entſtehen. (Er dachte ſich hierbei, wie Gren richtig bemerkt, den durch Zerlegung der Kohlenſäure vorgehenden Gasentwickelungsproceſs ganz entgegen geſetzt dem Proceſſe der Erzeugung des kohlenſauren Gas durch Verbrennen der Kohle.) *Drittens* bemerke man nicht, daſs die atmoſphäriſche Luft durch eine in derſelben geſperrte Pflanze vermehrt werde.

Dieſen allerdings ſcharfſinnigen Einwürfen begegnete Senebier *), und widerlegte ſie durch folgende Gegengründe. *Erſtens*, der Antheil Kohlenſtoff in einer der Analyſe unterworfenen Pflanze iſt überhaupt ſo geringe, daſs es unmöglich iſt, zu entſcheiden, in welchem von zwei verglichenen Exemplaren mehr oder weniger davon enthalten iſt. Stellte man inzwiſchen die Analyſe mit vollkommener Genauigkeit an, ſo würde man allerdings eine gröſsere Menge Kohlenſtoff in denjenigen Pflanzen entdecken, die in kohlenſaurem Waſſer gewachſen ſind, ſchon deſswegen, weil man doch ſonſt nothwendig nachweiſen müſste, wo die zerlegte Kohlenſäure geblieben ſey. — Wenn man *zweitens* bei der Entwickelung des Sauerſtoffgas durch die Vegetation keine Verminderung der Temperatur wahrnimmt, ſo liegt hierin gar kein Gegenbeweis. Eines Theils kann man nämlich unmöglich die Summe des zu- und ausſtrömenden Wärmeſtoffs genau meſſen, andern Theils entbin-

*) *Journal de Phyſique*, XLI. und Gren n. J. 1, p. 229. *M.*

det bloſs das Sonnenlicht Sauerſtoffgas aus den Pflanzen, welches zwar nicht Wärme ſelbſt, aber doch ſo genau damit verwandt iſt, daſs es dieſelbe ſehr gut erregen kann. — *Drittens* wird zwar die Luft, in welcher eine Pflanze geſperrt iſt, nicht vermehrt, allein eben ſo unleugbar werden mephitiſche Gasarten durch eine Pflanze verbeſſert; mithin kann die Erzeugung der Lebensluft durch vegetirende Pflanzen, und zwar aus Zerlegung der Kohlenſäure, die durch unzählige Thatſachen erwieſen iſt, nicht geleugnet werden.

Girtanner *) verwebte damals dieſe Unterſuchung in dem von ihm aufgeſtellten, in Deutſchland noch neuen, Syſteme der antiphlogiſtiſchen Chemie. Sein Hauptſatz iſt, daſs die Pflanzen die groſse Menge des ſtets erzeugten kohlenſauren Gas zerſetzen. Während der Vegetation nämlich zerlegen ſie nach ihm das Waſſer und die Kohlenſäure; ſie verbinden mit ſich den Waſſerſtoff und den Kohlenſtoff, ſo wie auch eine kleine Menge Sauerſtoff, der gröſste Theil des entwickelten Sauerſtoffs geht aber als Gas in die Atmoſphäre zurück. Auf eine Entſcheidung des Streits zwiſchen Senebier und Ingenhouſs läſst ſich Girtanner nicht ein; ſeine Angaben ſind daher ſchwankend, da ſie ſich auf die Erklärungen beider beziehen. Er behauptet, daſs beim Keimen der Pflanzen das Sauerſtoffgas in Kohlenſäure verwandelt werde,

*) S. Anfangsgründe der antiphlogiſt. Chemie. Berlin 1792. p. 266. *M.*

und dafs Sauerftoffgas zum Wachsthume der Pflanzen unentbehrlich fey; dafs die Pflanzen jederzeit, und unter allen Umftänden, im Finftern kohlenfaures Gas aushauchen, imgleichen dafs die Pflanzen, wie die Thiere, im Sauerftoffgas länger leben. Endlich zerlegen auch die Pflanzen nach ihm am Sonnenlichte das Waffer, wobei der Wafferftoff fich mit dem Kohlenftoffe zu Beftandtheilen der Pflanzen verbindet, daher ohne Waffer und kohlenfaures Gas, die fich wechfelfeitig während der Vegetation zerlegen, gar keine Vegetation möglich fey, u. f. w.

Herr von Humboldt trat im Ganzen der Theorie bei, die Ingenhoufs und Senebier gegeben hatten, und ftellte den Satz auf, dafs die Pflanzen durch den Reiz des Lichts (und auch des Wafferftoffgas) angetrieben würden, Sauerftoffgas auszuhauchen *). Die grüne Farbe der Pflanzen ift etwas ihrer natürlichen Befchaffenheit Eigenthümliches, und eine Folge der Verbindung des Wafferftoffes und Kohlenftoffes. Der Reiz des Lichts entzieht ihnen den Sauerftoff, und wenn der Gehalt deffelben ihnen nicht entzogen wird, fo werden fie bleich. Daher hauchen fie am Tageslichte Sauerftoffgas, und bei Nacht, wie die Thiere, kohlenfaures Gas aus **).

Diefer grofse Naturforfcher lieferte bald darauf einen nicht unbedeutenden Beitrag zur Ent-

*) Aphorismen über Pflanzen, a. d. L. überfetzt von Fifcher. Leipz. 1794. p. 91. M.

**) *Ann. de chim.* 1793. p. 108. M.

ſcheidung der ſtreitigen Frage *). Er beobachtete, daſs die Raſenſtücke in den Bergwerken oft Monathe lang grün bleiben, und zugleich entdeckte er einige Pflanzen, die in 200 bis 300 Ellen Teufe keimten und Blätter trieben, wenn gleich etwas blaſſer, als auf der Oberfläche der Erde, ja dort ſogar auch blüheten: *lichen verticillatus* und *lichen filamentoſus*. Auch einige Pflanzen, welche Hr. von Humboldt zur genauern Prüfung in einen Stollen brachte, behielten die grüne Farbe, und vegetirten fort, ſo wie auch geſäete Kohlſamen und Erbſen aufliefen, und etwas, wenn gleich unvollkommen, vegetirten. Aus dieſen Verſuchen, die der ſcharfſinnige Verfaſſer mit den ausführlicheren der HH. Ingenhouſs und Senebier in Verbindung bringen wollte, zog er die Folgerung, daſs die Pflanzen am Tageslichte Lebensluft aushauchen, am meiſten die harzreichen Vegetabilien, ſo lange ſie ihren geſunden Zuſtand durch die grüne Farbe anzeigen. Die Urſache liege in einer Verwandtſchaft des Lichtſtoffes zum Sauerſtoffe, wie dieſes an dem Einfluſſe deſſelben auf das Hornſilber ſichtbar ſey. Auſserdem wirken nach ähnlichen Geſetzen der Verwandtſchaft, ihm zu Folge, auch das Stickgas und das Waſſerſtoffgas, und entlocken den Pflanzen Sauerſtoffgas, wie indirect durch die Vegetation der Pflanzen in Gegenden, wo böſe Wetter angetroffen werden, und direct durch Verſuche bei Senebier und Ingenhouſs bewie-

*) Gren's Journ. d. Phyſ. Th. 5. p. 195. *M.*

ſen werde. Uebrigens will er nicht, wie Senebier im Anfange, eine wirkliche Verbindung des Lichts mit den Beſtandtheilen der Pflanzen geſtatten, ſondern ſieht daſſelbe bloſs als Reizmittel an.

Ganz nach den Grundſätzen der phlogiſtiſchen Chemie deutete Gren *) die durch unleugbare Verſuche bewährten Thatſachen, und meinte, daſs Dammerde, Waſſer, atmoſphäriſche Luft und Licht, ein jedes ſeinen Theil zur Bildung der Pflanzen hergebe, nämlich Brennſtoff, kohlenſaure Grundlage, Hydrogen, Grundlage der Lebensluft und Azote; kohlenſaures Gas aber und Waſſer, welches die Pflanzen im Dunkeln einſaugen, werde von ihnen unzerſetzt wieder gegeben. Daſs das Licht hierbei bloſs als Reizmittel dienen ſolle, will er nicht zugeben, weil die einmahl gebildete Luft ihrer Natur nach auch ohne dieſes Mittel frei werden könne. Vielmehr wirke das Licht als zuſammen geſetztes Weſen, indem durch gegenſeitige Wahlverwandtſchaft das Phlogiſton des Lichts ſich mit dem Kohlenſtoffe der Pflanzen verbinde, und die Baſis der Lebensluft entlaſſe, die nunmehr mit dem Wärmeſtoffe des Lichts in Verbindung trete, und Sauerſtoffgas bilde.

Herr Scherer **) widerſprach dieſer Theorie als ganz unzuläſſig. Man kann nach ihm nicht annehmen, daſs ſich das Licht mit den Pflanzen

*) Syſtematiſches Handbuch der Chemie. Th. II. §§. 1385, 1388, 1389. *M.*

**) Nachträge zu den Grundſätzen der neueren Chemie. Jena 1796. *M.*

verbindet, oder als materielles Wesen eine Einwirkung auf dieselben äusert. Die hierüber angestellten Versuche sind nicht hinlänglich; denn theils hat man auf die umgebenden Media und deren Einfluss nicht gehörige Rücksicht genommen, theils haben andere Versuche, namentlich die oben erwähnten Humboldt'schen, gezeigt, dass dieselbe Wirkung auch ohne Licht Statt findet, die man allein dem Lichte zuschreiben will. Endlich scheine vorzüglich die Wärme diejenigen Wirkungen bei den Pflanzen hervor zu bringen, die man gewöhnlich dem Lichte beimisst. Er leugnet also die Entbindung des Sauerstoffgas aus den Pflanzen nicht, allein er glaubt, dass der in den Pflanzen enthaltene Sauerstoff durch die Wärme im Sonnenscheine die erforderliche Expansion erhalte, und frei werde. Geschieht dieses nicht, so bleibt er in den Pflanzen, und färbt die natürliche Farbe derselben weiss.

Zuletzt sah Gren selbst ein, dass die Lehre vom Brennstoffe, die er so lange und so beharrlich vertheidigt hatte, doch nicht haltbar sey, und er stellte daher eine etwas veränderte Ansicht auf *). Es giebt, sagt er, keinen Körper, der das Wasser durch Anziehung des Wasserstoffs zerlegt, ausser die Pflanzen, die im Sonnenlichte das Wasser zerlegen, den Wasserstoff sich aneignen, und den Sauerstoff frei machen, wie man dieses durch eine, unter Wasser gesperrte, in demselben etwas aus-

*) Grundriss der Naturlehre. Halle 1797. 8. §. 927 ff. *M.*

dauernde, Pflanze beobachten kann. Im Uebrigen beruft er ſich auf die von Ingenhouſs und Senebier angeſtellten Verſuche.

Von dieſer Zeit an beſchäftigte man ſich in Deutſchland mit höhern Speculationen, während dieſer Gegenſtand im Auslande noch weiter verfolgt wurde. Die geſammten Wirkungen des Lichts und ſeinen Einfluſs auf die Vegetation umfaſst die Anſicht, die Humphry Davy aufſtellte, die er aber ſelbſt nachher wieder verlaſſen zu haben ſcheint, um erſt die verborgenen Operationen der Natur im Einzelnen kennen zu lernen. Nach ihm *) ſind die Land- und See-Vegetabilien die Quelle des immer wieder erzeugten Sauerſtoffgas, und zwar hauptſächlich dadurch, daſs ſie mit Hülfe des Tageslichts das Waſſer zerſetzen. Einige Pflanzen zerſetzen auch das in der Atmoſphäre und im Ocean erzeugte Stickgas, um hiermit das Gleichgewicht beſtändig wieder herzuſtellen.

Noch ein Mahl wurde die ganze Pflanzenphyſiologie unterſucht, und alles dasjenige zuſammen geſtellt, was durch eigene und fremde Verſuche ausgemacht ſchien von Senebier **), der in ſeinem thätigen Leben ſo viel für dieſen Gegenſtand gethan hatte. Hier erklärte er ſich für die Zerſet-

*) *Eſſay on Heat, Light and the combinations of Light.* 1799. Da ich nur den Auszug bei Gilbert, XII, p. 574. kenne, ſo ſind mir ſeine Verſuche unbekannt. *M.*

**) *Phyſiologie vegetale*, 5 vol. 8. Geneve, chez Paschaud. Im 51. Bande des *Journal de Phyſique*, p. 354. giebt Decandolle Nachricht davon. *M.*

zung des Waſſers in den Pflanzen, wegen des Uebermaſses von Waſſerſtoff, den wir bei ihnen finden. Auch hatte er die Erfahrung gemacht, daſs keimende Erbſen Waſſerſtoffgas frei machen, wodurch die Zerſetzung des Waſſers durch Pflanzen erwieſen ſey, wenn man gleich die Art und Weiſe, wie dieſer Proceſs vor ſich geht, nicht auffinden könne. Die verſchiedenen Produkte an Gas, die er erhielt, machten ihn nun aber über die Verbeſſerung der Luft durch dieſes Mittel irre; die aufgeſtellte Hypotheſe, die bei den Meiſten ſchon für unumſtöſsliche Thatſache galt, verlor ſomit ihre hauptſächlichſte Stütze. Inzwiſchen blieb Senebier auch hier bei ſeiner früheren, auf zahlloſe Verſuche gebaueten, Theorie von der Zerlegung des kohlenſauren Gas, welches im Waſſer aufgelöſet iſt durch die darin befindlichen Pflanzen. Dieſe Behauptuug wird auch ſchwerlich jemals ernſtlich beſtritten werden, ſo wie überhaupt die zerlegende Kraft der Pflanzen und ihr Beſtreben, diejenigen Stoffe an ſich zu ziehen, die im Waſſer aufgelöſet ſind, durch die genauen Verſuche der HH. Hoffmann *) und Trommsdorff **) als erwieſen angeſehen werden könne.

Wenn gleich die ſchätzbaren Verſuche des Herrn Decandolle, die er in zwei Kellern des Muſeums *d'hiſtoire naturelle* anſtellte ***), zur

*) Gren J. d. Phyſ. III, p. 10 ff. **) Ebend. VII, p. 27 ff.

***) *Journal de Phyſique*, Vol. 52, p. 124. (Gilbert's Ann. B. 14, S. 354.) Ebendaſ. Vol. 48. p. 155 ff. finden ſich auch die 5 Mémoires von Senebier über die grüne Materie,

Entſcheidung der hier aufgeworfenen Frage eigentlich nicht viel beitragen, ſo ſind ſie doch allerdings wegen ihres nahen Zuſammenhanges mit dem vorliegenden Gegenſtande einer kurzen Erwähnung werth. Es ergab ſich aus demſelben, daſs das Licht von 54 gewöhnlichen Lichtern allerdings die Kraft hat, die aus dem Samen ſproſſenden Gewächſe grün zu färben, wenn gleich blaſſer, als das Tageslicht, daſs aber eine Entwickelung des Waſſerſtoffgas gar nicht, oder nur in unbedeutend geringer Menge Statt findet; denn als das entbundene Gas von Vauquelin unterſucht wurde, enthielt es nur 0,02 Sauerſtoffgas.

Noch ein Mahl wurde die Sache von drei gewiegten Männern vorgenommen, deren Entſcheidung das Urtheil der gelehrten Welt endlich beſtimmt hat. James Woodhouſe in Penſylvanien wiederholte die von ihm angeſtellten Verſuche mit aller erforderlichen Genauigkeit und lieferte davon einen ſehr gehaltreichen Bericht *). Nach ſeinen Schlüſſen iſt die Behauptung, daſs die Vegetation die Luft verbeſſere, ganz ungegründet, weil man zwar Sauerſtoffgas erhält, dieſes aber ſehr mit Kohlenſäure verunreinigt, und überdem die Quantität deſſelben ſo geringe iſt, daſs dieſelbe unmöglich den beſtändig verzehrt werdenden Antheil erſetzen kann. Die Idee vieler Naturforſcher, daſs

die zwar keine neuen Thatſachen enthalten, aus denen aber hervor geht, daſs der Verfaſſer ſeinen frühern Grundſätzen getreu blieb. *M.*

*) S. Nicholſon's Journal, 1802. p. 150. Gilbert's Annal. B. 14. p. 348. *M.*

das entbundene Sauerſtoffgas ein Beſtandtheil des zerlegten Waſſers ſey, verwirft er gänzlich, weil die Pflanzenblätter im reinen Waſſer kein Sauerſtoffgas aushauchen. Dagegen behauptet er aber, daſs der Antheil kohlenſaures Gas, welchen die Pflanzen entwickeln, nicht aus ihnen als ein eigenthümliches Produkt erhalten werde, ſondern dadurch entſtehe, daſs der Kohlenſtoff der verwelkenden Blätter mit dem Sauerſtoffgas der atmoſpäriſchen Luft zur Bildung der Kohlenſäure zuſammen tritt.

Schon früher, als dieſes bekannt wurde, nämlich im J. 1799, gab Spallanzani in einem Briefe an Giobert *) eine vorläufige kurze Nachricht von den Reſultaten, die eine Wiederholung der Verſuche Senebiers und Ingenhouſs ihm geliefert hatte. Im Ganzen ſtimmte er dem erſtern bei, und fand durch Vergleichung, daſs Pflanzen, in bloſser atmoſphäriſcher Luft geſperrt, mehr Sauerſtoffgas geben, als wenn die Blätter unter Waſſer verſucht werden. Indeſs fand er gleichfalls, daſs die Quantität des erhaltenen Gas nur geringe iſt, und daſs die Pflanzen bei Nacht und im Schatten, ſo wie die Blumen überhaupt, eben ſo viel Luft wieder verderben, als die erſtern am Sonnenlichte verbeſſern, daſs alſo hierdurch kein Ueberſchuſs an Sauerſtoffgas entſtehen kann. Zugleich verſprach er ein neues Memoire, worin er unterſuchen wollte, ob die Vegetabilien die Kohlenſäure zerlegen. Allein ſein bald nachher erfolgter Tod hat manche ſeiner

*) *Journ. de Phyſ.* Vol. 48. p. 135—141. *M.*

Arbeiten unterbrochen, und es ist mir unbekannt, ob dieses versprochene Memoire wirklich erschienen ist.

Ganz übereinstimmend mit diesem Urtheile ist ein anderes, welches er als Folge seiner ausführlichen Untersuchungen über Respiration *) aufstellte. Er hatte nämlich die Consumtion des Sauerstoffgas nicht blofs durch die Lunge, sondern auch durch die Oberfläche des Körpers, und selbst bei todten Insecten Statt habend gefunden, und schlofs daher, dafs zur Wiederersetzung desselben die durch Senebier entdeckte Wiederherstellung des Sauerstoffgas durch Pflanzen nicht hinreiche, daher er eine Folgerung macht, deren Grund und weitere Ausführung ich gern kennen möchte: *Weil sich nichts in der Natur verliert*, sagt er, *und die Consumtion der Lebensluft durch die Thiere so ausserordentlich stark ist, so müssen diese selbst in sich das Mittel zum Wiederersatz enthalten.*

Auch Theodor von Saussure (der Jüngere) **) tritt im Ganzen der Meinung, die Woodhouse, Spallanzani, und Senebier zuletzt aufgestellt hatten, bei. Er wiederholte zuerst die ältern Versuche mit einiger Abänderung, indem er, um jeden Irrthum zu vermeiden, lebende Pflanzen über Quecksilber sperrte, über welchem eine dünne Schicht Wasser stand. Die Pflanzen standen in kleinen Gefäfsen, deren weniges Wasser nicht im Stan-

*) Lazare Spallanzani *Memoires sur la respiration, traduits par* J. Senebier. Genev. an XI. *M.*

**) *Recherches chimiques sur la vegetation*, Par. an XII. Daraus ein Auszug im *Journal de Phys.* vol. 58. p. 393. chap. 3. und in Gilbert's Ann. B. 18. S. 208. *M.*

de war, das durch die Pflanzen entbundene kohlenſaure Gas in gleicher Quantität zu verſchlucken, als das reichliche Sperrwaſſer, deſſen man ſich früherhin bedient hatte. So erhielt er alſo die ganze Summe der entwickelten Gasarten faſt ohne einigen Verluſt. Das Reſultat ſeiner zahlreichen Verſuche geht dahin, daſs die grünen Pflanzen am Sonnenlichte nur ſo viel Sauerſtoffgas aushauchen, als ſie im Schatten einziehen, daſs die Blumen hauptſächlich, und andere nicht grüne Theile der Pflanzen, Stickgas entbinden, daſs aber die grünen Theile allerdings das kohlenſaure Gas zerlegen. Zugleich entging ihm die intereſſante Bemerkung nicht, daſs diejenigen Blätter, die, ohne zu leiden, am längſten in einer ſehr feuchten Temperatur aushalten können, am reinſten, am längſten, und am meiſten Sauerſtoffgas geben. Auch nach ſeinen Beobachtungen iſt die Quantität des entbundenen Sauerſtoffgas im Anfange gröſser, als nachher, und die Entwickelung des Stickgas, welches alle Pflanzen, jedoch nur im Sonnenlichte und in geringer Quantität, geben, tritt erſt dann ein, wenn die Blätter mit dem Sauerſtoffgas in Berührung treten, und die Vegetation matter wird. Eine Zerlegung des Waſſers verwirft er gänzlich, jedoch wird das Waſſer von ihnen ſolidificirt, indem ſie ſich den Waſſerſtoff und den Sauerſtoff deſſelben aneignen, wovon der letztere erſt nach dem Tode der Pflanzen von ihnen verloren werden kann.

So viele genaue und auf ſo mannigfaltige Weiſe von den gewiegteſten Männern angeſtellte Verſu-

che laſſen keinen Zweifel an der Richtigkeit der Thatſachen übrig, die das Reſultat ihrer beharrlichen Bemühungen ſind. Inzwiſchen gehört nichts deſto weniger die Frage, zu deren Beantwortung ſie vorzüglich dieſen Gegenſtand unterſucht hatten, zu den intereſſanteſten Materien, womit ſich der Phyſiker beſchäftigen kann, und es muſs einem jeden, welcher an den Fortſchritten der Wiſſenſchaften und an den Entdeckungen im Gebiete der Phyſik Theil nimmt, daran gelegen ſeyn, daſs eine Frage beantwortet werde, die von ſo groſser Wichtigkeit iſt. Eben darum hat die Harlemer kön. Geſellſchaft der Wiſſenſchaften durch einen Preis zur Beantwortung derſelben aufgefordert. Die Frage iſt von ihr folgender Maſsen geſtellt: *) „Da die „Verſuche und Beobachtungen der Phyſiker in „den neueſten Zeiten gezeigt haben, daſs die „Menge von Sauerſtoffgas, welches die Pflan„zen aushauchen, keineswegs hinreicht, um der „Atmoſphäre alles Sauerſtoffgas wieder zu er„ſetzen, das durch Athmen der Thiere, durch „Verbrennen, Abſorbiren u. ſ. w. verzehrt wird: ſo „fragt man, durch welche andere Wege das Gleich„gewicht zwiſchen den Beſtandtheilen der Atmo„ſphäre erhalten wird."

Ob dieſe Frage wird beantwortet werden, wie, und von wem, dieſes muſs die Zeit lehren. Ich will inzwiſchen verſuchen, meine eigne Anſichten über dieſe intereſſante Materie zu entwickeln.

*) Gilbert's Ann. B. 32, S. 355.

VI.

BERICHT

über eine vorgebliche Entdeckung des Hrn. Winterl, *Professors der Chemie zu Pesth;*

abgeſtattet der erſten Klaſſe des Inſtituts

von

Fourcroy, Guyton Morveau, Berthollet und Vauquelin.

Frei überſetzt von Gilbert *).

Als vor einigen Jahren Herr Winterl ſein Werk über die vorgebliche Subſtanz, welche er *Andronia* nennt, dem Inſtitute vorgelegt, und die erſte Klaſſe deſſelben Herrn Guyton einen Bericht über dieſes Werk aufgetragen hätte, waren einige Hauptverſuche des Verfaſſers von Herrn Guy-

*) Was man ſeit ſo langer Zeit umſonſt von denen erwartet hat, welche unter uns die Lobpreiſer und Verbreiter der ſo genannten Winterl'ſchen Chemie gemacht haben, eine Prüfung der Haupt-Entdeckungen des Hrn. Prof. Winterl *durch Verſuche;* — das erhalten wir hier endlich aus der Hand der verdienteſten franzöſiſchen Chemiker. Möge jeder, der über die Natur philoſophiren will, die Aeuſserungen wohl erwägen, welche er hier über eine von manchen hoch gefeierte Unternehmung dieſer Art findet. Möge man aber auch im Auslande *den* Geiſt nicht für den allgemein verbreiteten in Deutſchland halten, von welchem hier einige Probeſtücke gegeben werden, und der ſich in mehreren von denen Deutſchen, die ſich den pariſer Gelehrten durch Schriften oder perſönlich anzudrängen ſuchen, auszuſprechen ſcheint.

Gilbert.

ton wiederholt, die in der Schrift angekündigten Resultate aber nicht erhalten worden *). Die Klasse hatte daher durch einen ihrer Secretaire dem Herrn Winterl schreiben lassen: sein Werk sey richtig eingegangen, man habe aber nicht dahin gelangen können, seine Entdeckung zu bestätigen; sie frage, ob das nicht vielleicht daher komme, dass er einige Umstände der Operationen, von denen der Erfolg abhängt, zu beschreiben verabsäumt habe? Hr. Winterl säumte nicht, den französischen Chemikern das sicherste Mittel an die Hand zu geben, sich von der Realität seiner Entdeckung zu überzeugen; er überschickte dem Institute vier Fläschchen mit *Andronia.* Sein dabei liegender lateinischer Brief enthielt die Designation jeder derselben, eine Anzeige der Art, wie die Substanz bereitet worden, und eine Angabe der Eigenschaften derselben. Ehe wir die einzelnen Versuche erzählen, die wir mit den Körpern, welche wir in den Fläschchen gefunden, angestellt haben, setzen wir hierher, was davon Hr. Winterl in seinem Briefe sagt:

„*Andronia.* Ich habe diese Erde, die in so „fern sauer ist, als sie die Basen, mit denen man „sie verbindet, abstumpft, im Jahre 1797 in einer „Auflösung, welche ich von drei Centnern Pott-„asche gemacht hatte, durch Zufall entdeckt. Sie „liess

*) Man sehe: Guyton's *Beurtheilung von* Winterl's *Chemie des neunzehnten Jahrhunderts*, in diesen *Annalen*, J. 1803, St. 12. oder B. 15, S. 496. *Gilbert.*

„liefs fich durch jede Säure, lange bevor die Pott-„afche gefättigt war, in grofser Menge nieder-„fchlagen, auf die Art, welche ich in meinen *Pro-„lufionen* angegeben habe."

„Der Antheil, der fich auf diefe Art fchnell „abfchied, war völlig rein und durchfichtig, ver-„dünftete gänzlich in der Berührung mit der at-„mofphärifchen Luft, und ging, wenn man ihn „mit Vitriolöhl deftillirte, ganz mit über, ohne „dafs ein Rückftand blieb."

„Späterhin fchied fich, nach einem Tage, „oder nach zweien, noch ein Antheil aus der Flüf-„figkeit von felbft ab; diefer war aber mit Thon-„erde neutralifirt. Er läfst fich auch durch Frie-„ren abfcheiden; da aber das Schmelzen des Eifes „Zeit koftet, fo ift er dann etwas mit dem Pro-„dukte verunreinigt, was, wie ich angeführt ha-„be, fpäter in jedem Falle fich abfondert."

„Zu der Zeit, als ich diefe Entdeckung mach-„te, hielt ich die Andronia für nichts Seltenes, „indem ich hoffte, fie beinahe aus jeder Pottafche „wieder zu erhalten; ich ging daher mit ihr nicht „fparfam um, und verfchwendete anfehnliche Men-„gen bei unbedeutenderen Verfuchen, und fo „viel ich auch davon hatte, ging fie doch endlich „ganz darauf. Ich hatte Urfache, diefe Ver-„fchwendung zu bereuen; denn als ich darauf von „Chemikern aufgefordert wurde, fie ihnen mitzu-„theilen, konnte ich fie aus keiner Pottafche wie-„der erlangen."

„Ich habe unzählige Wege eingeschlagen, um „mit Andronia geschwängerte Pottasche wieder zu „erhalten; keiner war indess sicherer, als der, „Salpeter durch Kohle zu fixiren, wenn man da- „bei folgende Vorsicht braucht: 1) nur so viel Sal- „peter zu nehmen, dass ein kleiner Antheil Kohle „unverbrannt bleibt; 2) den so fixirten Salpeter „in 6 Theilen Wasser aufzulösen und die filtrirte „Auflösung im Dunkeln ein Jahr lang stehen zu „lassen, damit die Kieselerde, welche von dem „Tiegel herrührt, sich vollständig absetzen könne; „3) kohlensaures Gas durch die Auflösung so lange „durchströmen zu lassen, bis sie durch Nieder- „schlag eines kleinen Antheils Andronia milchig „geworden ist; und hierbei muss ich bemerken, „dass, so wie die Trübung stärker wird, das Gas „Sauerstoff verliert und sich in Stickgas verwan- „delt; 4) endlich die Auflösung während der käl- „testen Zeit des Jahrs, durch Hülfe einer Mi- „schung aus Eis und Salz, zur Hälfte frieren zu „lassen. Ich kann versichern, dass man bei ge- „nauer Befolgung dieser Vorschrift Andronia er- „halten werde, doch nur in geringer Menge, und „nicht rein."

„Die Andronia, welche ich Ihnen in vier Ge- „fässen schicke, habe ich durch Figirung des Sal- „peters mit Kohle bereitet."

„Das *erste*, mit einem einzigen Knoten in dem „Faden, enthält die Andronia hinlänglich von Pott- „asche befreiet. Der freien Luft ausgesetzt, ver-

„schwindet diese Substanz, fast ohne einen Rück-
„stand zu lassen; in einem kleinen doppelt mit
„Blase überbundenen Gefäße trocknet sie aber
„gänzlich aus, zu einer Masse, welche die chemi-
„schen Eigenschaften des Diamantes hat. Wenn
„man von einem Theile derselben das Wasser durch
„Filtriren trennt, ihn dann in sehr reinem Vitriol-
„öhl auflöset und dieses destillirt, so steigt die An-
„dronia mit über, und es bleibt kein, oder nur
„ein sehr geringer, im Wasser auflöslicher, Rück-
„stand."

„In dem *zweiten* mit zwei Knoten bezeichne-
„ten Gefäße findet sich Andronia von derselben
„Art. Da sich bis jetzt nichts gezeigt hatte, dass
„die reine Andronia in Wasser auflöslich sey, so
„habe ich darüber Versuche mit der Portion ange-
„stellt, welche dieses Gefäßs enthält; diese haben
„ausgewiesen, dass ein bedeutender Antheil dieser
„Erde sich im destillirten Wasser auflöset, auch
„wenn man alles Hydrogen durch Frieren vom
„Wasser getrennt hat. Die Auflösung ist mil-
„chig, und wird binnen zwei Wochen nicht hell;
„in dem nicht-aufgelöseten Rückstande hatte sich
„ein dickeres und specifisch schwereres Coagulum
„als der Rückstand gebildet. Ich schwanke zwi-
„schen drei Meinungen über dieses Coagulum:
„entweder ist es der auf diese Art bereiteten An-
„dronia fremd, und dann würde bloss der aufge-
„lösete Antheil die reine Andronia seyn; diese
„Meinung hat aber die wenigste Wahrscheinlich-

„keit, weil alle Andronia mit dem Vitriolöhl beim „Destilliren übersteigt. Oder die Andronia ist „ein zusammen gesetzter Körper, von dem ein „Theil im Wasser auflöslich ist, der andere nicht, „nachdem man ihn von der Pottasche getrennt hat; „und diese Meinung ist wahrscheinlicher als die „vorige, weil sich die Härte des Diamanten nur „daraus erklären läſst, daſs er eine Verbindung „von zwei verschiedenen Substanzen ist, die sich „mit vieler Kraft unter einander anziehen. Oder „endlich, das Coagulum rührt von einem Anfange „von Krystallisation her, der in dem Augenblicke „Statt hat, wenn die letzten Antheile Pottasche „der Andronia entzogen werden; und diese Mei„nung scheint mir bis jetzt die am mehresten er„wiesene zu seyn."

„Die in diesem Gefäſse enthaltene Andronia „läſst sich zur Erzeugung der Pottasche brauchen, „da sie vollständig von diesem Alkali befreiet ist. „Man nehme zu dem Ende zwei gleiche Portionen „Kalkwasser; die eine dünste man bis zur Trok„kenheit ab, um die Menge des darin enthaltenen „Kalkes zu bestimmen; zu der andern setze man „etwas von dieser Andronia zu, und schüttle die „Mengung geraume Zeit lang, bis sie, nach dem „Filtriren, mit Sauerkleesäure keinen Niederschlag „weiter giebt. Es bleibt dann keine Spur von Kalk„erde übrig, die sich ganz in Kieselerde und Pott„asche verwandelt. Der letztern fehlt jedoch, um „gehörig zu reagiren, die gemeinsame Belebung

„der Theile des Subſtrats; in der That nimmt in
„dieſem Zuſtande, in der Hitze des kochenden
„Waſſers, ein Theil der Pottaſche die Gasgeſtalt
„an, ein anderer aber erhält von dem aufgelöſeten
„Wärmeſtoffe das Baſicitäts-Princip, und fängt
„erſt mit dieſem an, wie andere Pottaſche zu rea-
„giren *). Zugleich entſteht ein kleiner Antheil
„Soda, weil aller Kalkerde etwas *Thelyke* beige-
„miſcht iſt, welche zwar mit ihr in den mehre-
„ſten Eigenſchaften überein ſtimmt, unter andern
„aber auch darin von ihr abweicht, daſs ſie mit
„der Andronia nicht Pottaſche, ſondern Soda, er-
„zeugt."

„Das *dritte* mit drei Knoten bezeichnete Ge-
„fäſs enthält eine Auflöſung von Andronia des
„zweiten Gefäſses. Sie läſst ſich zur Erzeugung der
„Salzſäure oder der Salpeterſäure mit Hülfe des
„oxydirenden Pols der Volta'ſchen Säule anwen-
„den, je nach dem man als feuchten Körper zwi-
„ſchen den Paaren Metallplatten, Kochſalz-, oder
„Salpeter-haltendes Waſſer nimmt."

*) Die Berichtserſtatter haben neben ihrer Ueberſetzung zugleich das lateiniſche Original des Briefs abdrucken laſſen, entweder weil ſie zweifelten, einige Stellen deſſelben treffend zu überſetzen, oder weil ſie den ganzen Styl, als einen Abdruck des Geiſtes des Schreibenden, für merkwürdig hielten. Ich begnüge mich hier mit einer einzigen Stelle: *Poſteriori tamen pro debita reactione deerit communis partium ſubſtrati animatio: ſub hac potaſſae conditione pars ejus in gradu ebullientis aquae aſſumet formam gas, alia vero ex reſolutione calorico acquiret principum baſicitatis et cum eo primum reagere incipiet inſtar omnis alterius potaſſae.* — **Gilbert.**

„Das *vierte* mit vier Knoten bezeichnete Ge-
„fäſs enthält das Waſſer, womit die Andronia des
„erſten Gefäſses ausgeſüſst worden iſt; es iſt nichts
„anders als eine Andronia-Auflöſung mit etwas
„Pottaſche verunreinigt. Sie wird, wenn ſie ruhig
„ſteht, völlig waſſerhell, iſt aber weniger ge-
„ſchickt, in Säure verwandelt zu werden."

Solcherlei Sachen enthält der Brief, welchen das Inſtitut von Herrn Winterl über die neue, von ihm Andronia genannte, Subſtanz erhalten hat. Man wird ſchon bemerkt haben, daſs die Eigenſchaften, welche er dieſem Principe beilegt, weder beſtimmt noch einzeln angegeben werden, und daſs ſie ſich ſelbſt in einiger Hinſicht widerſprechen, da es bald eine Säure, bald eine Art von Alkali ſeyn, und ſich bald in Kalk, bald in Pottaſche verwandeln ſoll.

Wenn man die Charaktere lieſet, die Herr Winterl anführt, ohne ſich an ſeiner Meinung von dieſer Subſtanz zu halten, ſo iſt man mehr geneigt, ſie für ein zuſammen geſetztes, als für ein einfaches Weſen zu nehmen. Einige der Eigenſchaften ſind indeſs den Körpern fremd, aus denen man ſie zuſammen geſetzt glauben könnte; und da es überdieſs ſehr rathſam iſt, in der Chemie nichts *a priori*, und ohne die Erfahrung oft und auf verſchiedene Art zu Rathe gezogen zu haben, zu läugnen, ſo gehen wir lieber ſogleich zu den

Resultaten der zerlegenden Versuche über, welche wir mit den Materien angestellt haben, die Herr Winterl dem Institute in den vier erwähnten Gefässen überschickt hat. Wir wollen sie in einigem Detail mittheilen, und dann den Grund von der Erzeugung dieser Materien anzugeben, und die Eigenschaften derselben nachzuweisen suchen, welwelche Herrn Winterl in die Irre geführt haben können.

Untersuchung der so genannten Andronia in dem ersten Fläschchen.

Dieses Gefäss enthielt eine etwas opalisirende *Flüssigkeit*, und einen weissen gelatinösen *Bodensatz*, der an das Gefäss adhärirte. Die Flüssigkeit gab Lackmusstinktur, welche durch eine Säure geröthet worden war, ihre ursprüngliche Farbe wieder, und schmeckte leicht alkalinisch, wie verdünntes Kalkwasser. — Nachdem wir durch Schütteln den Bodensatz aufgerührt hatten, schütteten wir ihn mit der Flüssigkeit auf ein Filtrum; die hindurch filtrirte Flüssigkeit war hell und klar, und wurde von Sauerkleesäure nicht getrübt; ein Beweis, dass sie keinen Kalk enthielt. — Etwas von dieser trüben Flüssigkeit, das in sehr viel Wasser gegossen wurde, lösete sich darin nicht auf. Eben so wenig in Salzsäure. Nachdem diese einige Stunden lang damit erhitzt worden war, filtrirten wir, und dampften die Flüssigkeit, die hindurch gelaufen war, ab, um zu untersuchen, ob sie etwas aufgelöset habe. Mit

ſauerkleeſaurem Ammoniak gab ſie einen ziemlich häufigen Niederſchlag; eben ſo erfolgte mit kohlenſaurem Ammoniak ein Niederſchlag, und mit Ammoniak erzeugte ſie einige Flocken. Die weiſse Subſtanz, die ſich in der Salzſäure nicht aufgelöſet hatte, wurde gewaſchen und getrocknet; ſie löſete ſich ohne Beihülfe der Wärme in kauſtiſcher Kalilauge auf, und als ſchwache Salzſäure zugeſetzt und dann die Auflöſung abgedampft wurde, kam eine gallertartige Subſtanz, wie reine Kieſelerde, zum Vorſchein.

Nachdem wir dieſe vorläufigen Verſuche angeſtellt hatten, filtrirten wir die ganze Flüſſigkeit, welche ſich in der erſten Flaſche fand, und ſüſsten die auf dem Filtro zurück bleibende weiſse Materie mit kochendem Waſſer aus. Die filtrirte *Flüſſigkeit* wurde mit Salpeterſäure geſättigt und abgedampft. Sie fing in der Wärme an, zu opaliſiren, und lieſs auf den Wänden der Kapſel weiſse Spuren zurück. Das Salz, das durch dieſes Abdampfen erhalten wurde, ſchmeckte erfriſchend und pikant, kniſterte auf glühenden Kohlen, und wieder aufgelöſet in Waſſer, gab es mit ſauerkleeſaurem Ammoniak einen Niederſchlag, der alle Eigenſchaften von ſauerkleeſaurem Kalke hatte. Etwas weiſses Pulver blieb zurück, das Kieſelerde zu ſeyn ſchien. Dieſes Salz war folglich eine Mengung von ſalpeterſaurem Kali, ſalpeterſaurem Kalke und ein wenig Kieſelerde, und die *Flüſſigkeit*, aus der dieſe Subſtanzen nach dem Zuſatze von Salpeterſäure

zum Vorſchein gekommen waren, enthielt nothwendig *Kali*, *Kalk* und *Kieſelerde*.

Der weiſse *Bodenſatz*, der bei dem Filtriren auf dem Filtro zurück geblieben und mit kochendem Waſſer ausgeſüſst worden war [Hrn. Winterl's feſte *Andronia*], wog nach dem Austrocknen an der Luft 7 Gr. Er war milchweiſs und durchſichtig. Durch Erhitzung bis zum Glühen verlor er an Gewicht 2,4 Grammes. Wir erhitzten den Rückſtand mit dem dreifachen ſeines Gewichts an ätzendem Kali; die Maſſe kam ſehr bald in ſehr mäſsiger Hitze zum Flieſsen. Nach dem Erkalten wurde ſie in Waſſer zerrührt und mit Salzſäure geſättigt; ſo gab ſie durch Abdünſten einen weiſsen Gallert, der getrocknet, in Waſſer gewaſchen, und wieder getrocknet, 3,9 Grammes wog. Alle Verſuche, die wir mit dieſer Materie angeſtellt haben, lieſsen uns darin nichts anders entdecken, als ſehr reine Kieſelerde.

Die ſalzſaure Flüſſigkeit, aus der ſich dieſe Kieſelerde abgeſchieden hatte, gab mit Ammoniak einen leichten flockigen Niederſchlag, der ebenfalls aus Kieſelerde und aus etwas Eiſenoxyd beſtand. Nachdem die Flüſſigkeit von dieſem Niederſchlage abfiltrirt war, wurde ihr ſauerkleeſaures Ammoniak zugeſetzt, und es ſchied ſich 0,1 Gramme ſauerkleeſaurer Kalk ab.

Alſo beſtand der *Bodenſatz*, der ſich in dem erſten der von Herrn Winterl überſchickten Gefäſse befand, *aus einer groſsen Men-*

ge Kieſelerde, *aus einer kleinen Menge Kalk*, *und aus ſehr wenig Eiſenoxyd.* Es iſt wahrſcheinlich, daſs darin auch etwas Alkali enthalten war, da ſich Kali in der Flüſſigkeit befand.

Unterſuchung der Andronia in dem zweiten Fläſchchen. Auch dieſes Gefäſs enthielt eine opaliſirende *Flüſſigkeit* und einen anſehnlichen *Bodenſatz*, der milchweiſs und etwas klebrig, wie weiſser Käſe, war. Wir ſchütteten alles auf ein Filtrum. Die Flüſſigkeit lief klar durch, wurde mit Salpeterſäure geſättigt, und dann bis zur Trockniſs abgedampft, um die wenige Kieſelerde, die ſie aufgelöſet enthielt, abzuſcheiden. Nachdem das Salz wieder aufgelöſet und filtrirt worden war, ſtellte ſauerkleeſaures Ammoniak daraus ſauerkleeſauren Kalk in beträchtlicher Menge dar. Die von Kieſelerde und Kalk befreiete Auflöſung dampften wir bis zur Trockenheit ab; und erhitzten das Salz, welches entſtand, in einem Platintiegel mit Schwefelſäure; wir erhielten wahres ſchwefelſaures Kali.

Der unauflösliche *Bodenſatz* wurde wie der aus der erſten Flaſche behandelt, und wir fanden darin wieder nichts als Kieſelerde, Kalk und ein wenig Eiſenoxyd.

Alſo ſind die Subſtanzen, welche im dem erſten und in dem zweiten der von Herrn Winterl überſchickten Fläſchchen enthalten waren, vollkommen von einerlei Natur.

Unterſuchung der Andronia in dem dritten und vierten Fläſchchen. Der Inhalt des *dritten*

Fläſchchens war wieder eine Flüſſigkeit, welche ge-
rötheter Lackmuſstinktur ihre Farbe wieder gab,
und ein weiſser Bodenſatz. Beide, auf dieſelbe Art,
wie die vorigen, behandelt, zeigten wieder die
nämlichen Beſtandtheile: die Flüſſigkeit Kali, Kalk
und ein Atom Kieſelerde; der Bodenſatz viel Kie-
ſelerde, Kalk und ein Atom Eiſenoxyd.

Völlig dieſelbe Bewandtniſs hatte es mit den
in dem *vierten* Fläſchchen enthaltenen Materien.

Verſtändige und Nüchterne, die dieſes hören,
werden erſtaunen, wie Herr Winterl, der übri-
gens nicht ohne Hülfsmittel zu ſeyn ſcheint, hier
eine neue Subſtanz hat finden können; denn nichts
iſt leichter zu erkennen, nichts leichter zu iſoli-
ren, als jede der Materien, aus denen die gemeng-
ten Körper beſtehen, welche er dem Inſtitute zu-
geſchickt hat.

Von zwei Sachen wird man eine annehmen
müſſen; entweder iſt Hr. Winterl mit den Cha-
rakteren der bekannten Körper wenig vertrauet,
oder ſeine allzu rege Fantaſie, von trügeriſchem
Schein geblendet, bauet Syſteme auf, die nicht
auf der Erfahrung gegründet ſind.

Es iſt Herrn Winterl nicht unbekannt, daſs
wenn Salpeter durch Kohle in einem thönernen
Tiegel zerſetzt wird, man ein Alkali gewinnt, wel-
ches Kieſelerde enthält; mit Unrecht glaubt er,
daſs ein langes Ausſetzen an der Luft hinreiche,
dieſe Kieſelerde ganz wieder aus dem Alkali nie-

derzuſchlagen. Unbegreiflich iſt es, wie dieſer Chemiker glauben konnte, die angebliche Andronia ſeines zweiten Fläſchchens ſey fähig, Kalk in Pottaſche zu verwandeln. Iſt es ihm unbekannt, daſs Kalkwaſſer, einer Auflöſung von Kieſelerde in Kali zugeſetzt, ſich mit der Kieſelerde und einem kleinen Antheile des Alkali zu einem unauflöslichen Körper verbindet? Guyton hat dieſes vor langer Zeit bewieſen. Da nicht alles Alkali, welches die Kieſelerde aufgelöſet enthält, in dieſe neue Verbindung eingeht, ſo findet man einen Theil des Kali in der Flüſſigkeit wieder, unvermiſcht mit Kieſelerde und Kalk.

Ein Charakter, auf den ſich Herr Winterl beruft, um dieſe Zuſammenſetzung als einen neuen Körper anzuſehen, iſt die Auflöslichkeit derſelben in Waſſer. Jedermann weiſs aber, daſs Alkali, ſelbſt in ziemlich kleiner Menge, die Kieſelerde auflöslich macht; auch iſt es nicht unbekannt, daſs ſehr fein zertheilte Kieſelerde an ſich ſelbſt im Waſſer ein wenig auflöslich iſt. Noch viel mehr, als vom Waſſer, muſs Kieſelerde, die an ein wenig Kali gebunden iſt, von Säuren aufgelöſet werden; auch dieſe Eigenſchaft, welche Herr Winterl für einen ſpecifiſchen Charakter der Andronia ausgiebt, kann alſo keinesweges das beweiſen, was er behauptet.

Wenn man ſieht, daſs Herr Winterl ſich hier ſo gröblich irrt, eine ſehr bekannte Verbindung von Körpern für eine neue Subſtanz zu neh-

men, ſo kann es nicht in Verwunderung ſetzen, ihn behaupten zu hören, kohlenſaures Gas verliere beim Durchſtrömen durch eine Auflöſung ſeinen Sauerſtoff, und verwandele ſich in Stickgas; einen Beweis giebt er dafür nicht.

Die hier erzählten Verſuche, und mehrere, die wir übergehen, zwingen uns, zu ſchlieſsen, daſs die Materie, welche Herr Winterl dem Inſtitute als Andronia überſchickt hat, nichts als Verbindungen von Kieſelerde, Kali, Kalk und etwas Eiſen ſind, denen zuweilen etwas Thonerde, deren Urſprung man leicht begreift, beigemiſcht iſt; und hiermit ſtimmen einige der Charaktere überein, die Herr Winterl ſelbſt dieſen Materien beilegt. Herr Winterl hat alſo nicht gründlich unterſucht, und iſt dadurch in einen Irrthum gerathen, der ihn zu einem Raiſonnement veranlaſst hat, welches ohne allen Grund iſt.

Wie weit der Schwindel gehen kann, wenn man das Unglück hat, einer Chimäre ſich hinzugeben, davon findet ſich ein merkwürdiger Beweis in einer Abhandlung, welche in dem Journale des Herrn Gehlen zu finden iſt. Herr Winterl ſpricht daſelbſt von ſeiner vorgeblichen Andronia, und erwähnt bei dieſer Gelegenheit noch einer andern Erde, die er in den ſchweren Marmorarten entdeckt zu haben glaubt, und der er den Namen *Thelyke* giebt. Folgendes iſt ein treuer Auszug *)

*) Statt deſſen ich hier das Original aus dem Gehlen'ſchen Journal, B. 6. S. 17. herſetze. *Gilbert.*

„des Säure- und Baseprincips, die sich im Innern der
„Säule befanden, mit sich fortreisse.) 2) Der geistigen
„Ausflüssen, welche ich unter dem Namen *Band* be-
„greife, mag es eine große Anzahl und Verschieden-
„heit geben, denn nur sie allein begründen nach der
„Winterlischen Hypothese allen charakteristischen Unter-
„schied der einfachen Mischungen (Natur-Individuen);
„sie stehen aber in zwei Hauptgattungen zusammen:
„ein Band für Acidität und Band für Basicität; erstere
„führen nur das Säureprincip mit sich weg, letztere
„nur das Baseprincip. 3) Mehrere Säuren können die
„gleiche Grundlage enthalten, und sich nur in den Ban-
„den unterscheiden; dergleichen sind die Salz- und die
„Salpetersäure, deren gemeinschaftliche Grundlage An-
„dronie und Wasser ist (die Kohlensäure und das Azot
„haben eben dieselbe). Befindet sich nun eine derglei-
„chen Säure in dem Innern der Säule, und ihre un-
„gesäuerte Grundlage an dem Oxygenpol derselben, so
„wird erstere durch Entziehung ihres Bandes zersetzt,
„und letztere durch Zuführung dieses Bandes gesäuert.
„Die Art der Säure, die dadurch in dem Oxygenpole
„gebildet wird, wird durch das Band bestimmt, wel-
„ches der zersetzten Säure entführt worden ist. (Man
„darf aber keine strenge Reinheit dieses Produkts for-
„dern, weil sich im Innern der Säule mehrere Vorrä-
„the der Bande befinden, welche gleichzeitig an die
„Pole übergeführt werden.)"

„— — Die Säure der Nitrate wird auf der Hy-
„drogenseite der Säule in Ammoniak umgewandelt,
„und die *Thelyke*, deren Bereitung ich oben angab,
„wird, nachdem sie erst durch Brennen ihrer Kohlen-
„säure beraubt, und im Wasser aufgelöset worden (wo
„sie noch als Base reagirt), auf der Oxygenseite in
„Flussspathsäure umgewandelt, die bei Fortsetzung des
„Versuchs sich oxygenirt, und den Draht, wenn er

Gold

„Gold ist, mit einer schönen Purpurfarbe auflöset. Ich „versetzte sie mit rauchender Schwefelsäure und mit „frisch niedergeschlagener Kieselerde: das Destillat gab „auf der Oberfläche des Wassers das Kieselhäutchen, „wurde mit einigen Tröpfchen Kali in der Digestion „getrübt, und gab mit ferner zugesetztem Kalkwasser „ein beträchtliches Präcipitat. War die Thelyke ganz „rein, so wurde sie ganz umgewandelt; enthielt sie „aber noch Kalkerde, so blieb diese im reinen Zustan„de übrig, was sich aus den biegsamen Haarkrystallen „ihres Sulfats unzweideutig veroffenbarte."

„Man kann in diesen Versuchen nicht verkennen, „dass der Galvanismus eine der vorhin da gewesenen „vollends entgegen gesetzte Anlage ertheilen kann, was „die Elektricität nie vermag. Diese Anlage für Säue„rung oder für Basirung, weil sie aus den innern Thei„len der Säule in ihre Enden übergetragen werden „konnte, sehe ich als eine eigne geistige Substanz an, „und nenne sie *Band*. Band ist also die Seele des Galva„nismus, mangelt aber der Elektricität gänzlich."

Fürwahr, man geräth in Verlegenheit, wenn man entscheiden soll, was ausserordentlicher ist, ob dieses Raisonnement über die Thelyke, oder die Folgerungen, welche aus den ersten Versuchen über die Andronie gezogen werden.

Die einen scheinen einen Mann anzudeuten, der nichts als Hypothesen vorbringt, und nicht einmahl die zuweilen blendende Kunst besitzt, sie gut genug mit einander zu verknüpfen, dass daraus ein System wird, welches einige Wahrscheinlichkeit hat. Die andern beweisen, dass es Herrn Winterl fehlt an der genauen Kenntniss der Un-

terſcheidungs - Merkmahle der Körper, und an der den Chemikern ſo nöthigen Uebung im Erkennen der Subſtanzen, die ſie bei ihren Analyſen erhalten. Man hätte nicht erwarten ſollen, im 19. Jahrhunderte eine Art, zu philoſophiren und in den Wiſſenſchaften zu ſchlieſsen, ausgeübt und anprieſen zu ſehen, welche ſo vage, ſo ſchwankend, und ſo ganz der entgegen geſetzt iſt, die man ſeit 30 Jahren in Europa allgemein als die wahre anerkannt hat.

Wir ziehen aus dieſer Auseinanderſetzung das Reſultat, daſs die vorgebliche Andronie als eine eigenthümliche Subſtanz nicht vorhanden iſt; daſs die Materien, welche Herr Winterl dem Inſtitute als Andronie überſchickt hat, nichts als Zuſammenſetzungen aus Kieſelerde, Kalk, Thonerde, Kali, und Eiſen ſind; daſs ſeine Theorie über die Andronie eine von jeder Art von Grund entblöſste Hypotheſe iſt; und daſs ſeine Art, in den Wiſſenſchaften zu verfahren und zu ſchlieſsen, mehr geeignet iſt, die Chemiker rückwärts gehen zu machen, als Fortſchritte zu begründen.

VII.

NEUE LEHREN
von
der Magnetnadel.

Ich habe dem Leſer in dieſen Annalen manche Unterſuchung über die Magnetnadel mitgetheilt, über ihre Abweichung, Schwingung und Neigung, über deren jährliche und tägliche Veränderungen, und über die Geſetze des Erdmagnetismus, welche dieſen wundervollen und ſchwer zu enträthſelnden Erſcheinungen zum Grunde zu liegen ſcheinen. Diejenigen unter ihnen, welche mir bezeugt haben, daſs dieſe Aufſätze ein vorzügliches Intereſſe für ſie gehabt haben, werden es mir daher Dank wiſſen, wenn ich ſie mit einigen ganz neuen Lehren von der Magnetnadel bekannt mache, die ich in einem Werke finde, wo ſie dieſe Lehren wahrſcheinlich nicht geſucht hätten, da der Titel nichts davon erwarten läſst: *Allgemeine Noſologie und Therapie als Wiſſenſchaft; Leitfaden für ſeine Vorleſungen, von* Joh. Spindler, *Profeſſor an der Univerſität zu Würzburg. Frkf. am Mayn* 1810. 222 S. 8.

Verwundert wird der Leſer fragen, was die Magnetnadel mit der Lehre von den Krankheiten und deren Heilung gemein hat. Dieſes Räthſel zu löſen, dient der Anfang der Vorrede, den ich hierher ſetze: „Ich übergebe hier der denkenden Welt," ſagt der Verfaſſer, „eine Schrift, die entweder als Ganzes leben, oder als Ganzes untergehen muſs. Weder Compilation, noch Artefact, weder Schule noch Syſtem,

„will ich liefern. Es ist *Weltkörperforschung am Orga-„nismus, in Beziehung auf die gesunde oder kranke Natur „an ihm.* — — Vorher ist noch nichts der Art geleistet „worden, und die allgemeinen physiologischen Ansichten „sind *selbst geschaffen*, weil noch kein Lehrbuch der „Physiologie vorhanden ist, in welchem der reine Geist „der Natur gesehen wird, sondern alle bis jetzt er-„schienene sind matte Nachtretungen der Naturphiloso-„phie. Die meisten Schriften, die im naturphilosophi-„schen Style geschrieben sind, kennen nur die Form „und den Ausdruck der Naturphilosophie, aber nicht „den innern Process derselben, welcher über der sub-„jectiven Grenze der Wissenschaftsform ist, und in dem „eigentlichen Sinne *die Weltkörperforschung am Organis-„mus* wird. Der *kosmologische* Stand der Medizin ist „der *einzig wahre*, und in diesem nur will ich meine „Bahn laufen. — —"

„Ueber die bestimmte Fassung der Schrift in ma-„thematischer Haltung," fährt der Verfasser fort, „will „ich nur kurz berühren, dass jene mathematischen „Formen nicht leere Formalitäten seyn, sondern der „wahrhafte Leib, in welchen sich die Substanz der Me-„dizin einschafft, und in der That medizinischer Rea-„lismus heisst. Wer es anders sieht, kennt das Ge-„sammtleben der Dinge, unter den verschiedensten Ge-„stalten, in einer untheilbaren Gestalt nicht." Den Leser, der nicht wissen wird, was er unter der *mathematischen Haltung* dieser Schrift verstehen soll, können darüber die beiden ersten Paragraphen des ersten Abschnitts belehren, der überschrieben ist: *Grundgesetze der allgemeinen Nosologie und Therapie unter dem Ausdrucke einer allgemeinen wissenschaftlichen Formel:* „§. 10. Folgendes Schema fasst den wissenschaftli-„chen Charakter der Therapie in seinem allgemein-„sten Ausdrucke unter der Formel: $\sqrt[m]{A^{n})^{m}} = A^{n}$.

„§. 11. Den gedrängten Geiſt der Formel entwickeln wir „dergeſtalt. Der Organismus, *als ungetrübte Form und „Reflex des Univerſums*, verhält ſich, wie in der Natur „irgend eine Gröſse, an welcher der Exponent die „Potenzirung der Gröſse, nach dem Hervortreten der „urſprünglichen Dimenſionen, $= A^n$ darſtellt. So wie „nun der Tod abſolute Negation des Lebens, oder ein „totales Aufheben des Organismus iſt: ſo iſt Krank- „heit ein partielles Aufheben deſſelben, welches ſich „durch Depotenziren oder das Zurücktreten der ur- „ſprünglichen Dimenſionen am Organismus, d. h., „durch Wurzelausziehen, an der Gröſse ausdruckt „$= \sqrt[m]{A^n} = A^{\frac{n}{m}}$. Was aber nun der Noſologe am „Organismus niederreiſst durch Depotenziren, = Set- „zen differenter Formen am Organismus, das bauet „der Therapeute, durch Hervorrufen der qualitativ- „primitiven Dimenſionen am Organismus, wieder auf. „Dieſes geſchieht durch Eleviren $=)^m$ zur Potenz an „der Gröſse $\sqrt[m]{A^n}$, wodurch die Potenz im Wurzel- „zeichen, das Wurzelzeichen in der Potenz, das Ar- „zeneimittel in der Krankheit, und die Krankheit im „Arzeneimittel ſich aufhebt, und wechſelsweiſe zernich- „tet, und der Organismus in ſeinem reinen ungetrüb- „ten Leben $= \sqrt[m]{A^n)^m} = A^{\frac{nm}{m}} = A^n$ als urſprüng- „lich hervor geht. Die Elevation zur organiſchen Po- „tenz durch das Arzeneimittel, wird ſyntheſirt mit n, „als dem Exponenten der urſprünglichen Dimenſionen, „und daraus erſt wird n in Stand geſetzt, kraft dieſer „Conſyntheſis ($= nm$) die Deſyntheſis ($\frac{n}{m}$) aufzuheben, „d. h., $\sqrt[m]{A^n} = A^{\frac{n}{m}}$ als Deſyntheſis wird durch die „Conſyntheſis $= \sqrt[m]{A^{nm}} = A^n$ zernichtet, damit die „primitive urſprüngliche Syntheſis $= A^n$ in den Dimen-

„wordenes Nachbild vom Urbilde jenes Princips;"
ihr Streben ist also zu jenem identischen Subjecte, von welchem sie nur Attribut ist, um in ihm, als dem absoluten Grunde, durch welchen sie selbst affirmirt ist, zu seyn, weil an ihr nicht möglich gemacht ist, als Besonderes, zugleich auch absolut Allgemeines, ihrer Natur nach, zu seyn. Die Indifferenz der Magnetnadel, gegen das identische Subject, wird in jedem Momente aufgehoben, und in jedem Momente wieder hergestellt. Das allgemeine Wiederherstellen der Dualität, und das Wiederaufheben in jedem Momente, kann nur durch ein Drittes, jene Indifferenz störendes, hervor gebracht werden, und aus diesem Satze allein können nur die Abweichungen der Magnetnadel von dem, in welchem sie, dem Wesen nach, oder in der Identität ist, reconstruirt werden.

§. 60. *Die Erscheinungen der Magnetnadel sind durchaus entgegen gesetzt diesen der Ebbe und Fluth.* Setzt man eine Magnetnadel der Richtung nach in der Ostwestpolarität, oder den Aequator, so wird im Augenblicke diese Richtung in die gerade entgegen gesetzte Nordsüdpolarität übergewandelt. „Das Wesen der Magnetnadel ist alle „Tangentialität, mithin auch alle Sonnenpolarität, „die auf unseren Weltkörper gesetzt wird, zu fliehen." Allein die Meere haben, im Allgemeinen, eine beständige Bewegung von Ost nach West; „die „Mondsonnenpolarität, welche die centripetale „Tendenz der irdischen Materie, und ihre Gravi-

„tation gegen den allgemeinen Indifferenzpunkt, „aufhebt, dadurch aber die Erdmaterie nach der „Tangente beſtimmt," gehört zu den letzten Gründen der Erſcheinung von Ebbe und Fluth. So viel nun die Erde, oder Magnetnadel, in jedem Momente von dem Charakter der Ebbe und Fluth, oder dem Aequatorialverhältniſſe, in ſich aufnimmt, um ſo viel wird die Magnetnadel durch die Oſtweſtpolarität beſtimmt, weicht von Norden ab, und wird in ihrem Weſen differenzirt.

§. 61. Wäre das Princip aller Cohärenz, an jedem Punkte des Raumes, durchaus daſſelbe und identiſch, ſo wäre keine qualitative Differenz der Räumlichkeit an unſerem Weltkörper aufzuzeigen; denn es wäre kein Grund vorhanden, warum die Stetigkeit ihrer Aeuſserungen differenzirt werden ſollte; allein, da ein räumlicher Punkt mehr der Aequatorialdimenſion oder weniger entſpricht, als der andere in derſelben aſtronomiſchen Breite, mithin die active Cohäſion von der relativen mehr oder weniger überwunden wird, wie der Beweis evident geführt werden kann, ſchon aus den Oſcillationen des Penduls; ſo iſt der Grund der Möglichkeit geſetzt, daſs die Magnetnadel von der aſtronomiſchen Mittagslinie in ihrem Stande abweiche, und daſs die Abweichung ſelbſt, nach Verſchiedenheit der Zeit und des Ortes, verſchieden ſey. Daſs die Jahrszeiten verſchiedenen Einfluſs haben, iſt gröſsten Theils ſchon aus dem, von Jahreszeiten hinlänglich Geſagten, klar: „denn ſie

„selbst sind die Produkte der absoluten und relativen „Cohäsion des Weltkörpers, in Beziehung auf die „Nothwendigkeit der Quadruplicität in der Erdbe- „wegung um das Sonnencentrum" (absoluter und relativer Bewegungsgegensatz der Erdbahn).

§. 62. In Europa ist die Abweichung der Magnetnadel in ihrem Stande westlich von der Mittagslinie. Der Grund dieses Phänomens ist wohl kein anderer, als dass das Princip aller Cohäsion, in Ost, der Dimension des Weltdiameters unterworfen, mithin selbst der magnetische Process dem elektrischen nicht vorherrschend sey; im West aber das relativ umgekehrte Verhältniss von Ost erkannt werden müsse; nämlich in West überwiegt das reale Princip, wie im Ost das ideale, oder die Expansion; die Magnetnadnl also, welche überall das reale Princip oder die Schwere sucht, kehrt gerade zum Umgekehrten vom östlichen Principe; „nun liegt aber Europa zwischen der östlichen und „westlichen Halbkugel;" demnach muss nothwendig die Magnetnadel immer die Tendenz haben, in dem zu seyn, wodurch sie in ihr Wesen reconstruirt werden kann, d. h., sie weicht in Europa westlich von der Mittagslinie ab (kraft des nothwendigen Verhältnisses der Qualitätindifferenz der Räumlichkeit, oder der Cohäsion der nördlichen Halbwelt, in den drei relativen Indifferenzpunkten: Asien, Europa, Amerika, zum absoluten Pol — Nord —) als dem absoluten Indifferenzpunkte dieser drei, und der Magnetnadel selbst.

§. 63. Nebſt dem hat dieſe Abweichung, an einem und eben demſelben Orte, wieder verſchiedene Phaſen. Caſſini, dem wir die genaueſten und beſten Beobachtungen hierüber in den früheſten Zeiten verdanken, bemerkt, in Hinſicht auf die tägliche Abweichung, folgende conſtante Oſcillation der Magnetnadel: die gröſste Abweichung von Norden nach Weſten findet gegen 2 Uhr Nachmittags Statt, und die gröſste Annäherung derſelben gegen Norden um 8 Uhr des Morgens, ſo, daſs ſie von dieſer letzten Stunde an, gegen 2 Uhr Nachmittags, bis gegen den nächſten Morgen, ſich mehr zu nähern ſtrebt.

§. 64. Im Allgemeinen genommen, wenn in Europa 8 Uhr Morgens iſt, ſo ſetzt gerade gleichzeitig die Sonnenpolarität ihr Maximum in Oſt, oder die Sonne nähert ſich dort der Mittagslinie. „Die Sonne fängt nun in Oſt beſonders an, ihre „Forderungen an jenen Theil der Welt zu machen, „die active Cohäſion zu zernichten, und die relative „dafür hervor zu rufen;" nun aber iſt das Weſen der Magnetnadel, im Indifferenzpunkte der abſoluten Cohäſion zu ſeyn (aus obigem); ſie flieht alſo den jetzt ſonnenpolaren Ort, und ſucht dafür den nördlichen Indifferenzpunkt in der Nacht des Weſt, hier nämlich, wo die Sonne noch am wenigſten ihrem Principe (das die Magnetnadel immer ſucht) feindlich ſeyn kann. Gegen 12 bis 2 Uhr, in Europa, wird daſſelbe Maximum von Solarität, überhaupt bei uns, mit Uebergewicht des relativ-cohä-

ſiven oder elektriſchen Moments geſetzt, als am europäiſchen Morgen am Oſt, und ſelbſt der Weſt wird im Morgen der Sonne geregt; dagegen aber verſchwindet wieder die am Oſt gemachte Forderung der Sonne im elektriſchen Momente, ſo wie jetzt in Europa und in Weſt ihr Maximum geſetzt wird. Die Magnetnadel alſo ſtrebt, vom Mittage bis gegen den nächſten Morgen, dem Norden ſich zu nähern.

§. 65. Zu den differenteſten jährlichen Abweichungen gegen Weſten gehört die Frühlings-Nachtgleiche, und ihre gröſste jährliche Annäherung gegen Norden iſt um die Herbſt-Nachtgleiche.

§. 66. „Stellt man ſich unter der Mittagslinie „gleichſam das Perpendiculum vor, und denkt man „ſich die Magnetnadel, der Regel nach, als con„gruirenden Strahl mit der Achſe, oder dem Per„pendiculum," ſo iſt die gröſste Abweichung gegen Weſt um die Frühlings-Nachtgleiche = dem Maximum der Brechung des Strahls als Diſtanz vom Perpendikel, und auf gleiche Weiſe iſt die gröſste Annäherung gegen Norden = dem Minimum der Brechung des Strahls, als Diſtanz vom Perpendikel, und dem Maximum des Einfalls zum Perpendikel. Im erſtern geht die nördliche Halbwelt von der activen (der magnetiſchen) in die relative, und im letztern Falle von der relativen (Sonnenpolaren) in die active Cohäſion über; aber wir wiſſen, daſs je cohärenter die Materie iſt, in die der Strahl eingeht, deſto mehr wird der Strahl zum Perpendikel

gebrochen, d. h., ein deſto näheres Verhältniſs in die Axe, oder die kubiſche Dimenſion der Materie, erlangt der Strahl; nun aber geht die nördliche Halbwelt, zur Zeit der Frühlings-Nachtgleiche, von der activen in die relative Cohäſionsthätigkeit (vom Winter in Sommer) über; der magnetiſche Strahl (Magnetnadel) wird daher den Kampf begehen, die Diſtanz vom Perpendikel, oder der Mittagslinie, zu erreichen.

§. 67. Um die Herbſt-Nachtgleiche treten die entgegen geſetzten Thätigkeitsformen hervor; die Erſcheinungen müſſen alſo auch denen um die Frühlings-Nachtgleiche entgegen geſetzt ſeyn, und ſie aufheben, daher zur Herbſt-Nachtgleiche die Magnetnadel in den Indifferenzpunkt zurück ſtrebt, und Nord ſucht. — Vor vulkaniſchen Ausbrüchen und Erdbeben gehen manchmahl auſserordentliche Bewegungen der Magnetnadel vorher. — Die Magnetnadel wird oft vor und nach Erſcheinung eines Nordlichts in Bewegung geſetzt; ihre Abweichung iſt dann um Mittagszeit gröſser, als gewöhnlich. Allein dieſs iſt ſchon gröſsten Theils bekannt aus dem, was oben geſagt wurde, „von „dem Kampfe und Siege des Weltdiameters über die „Axeneinbildung," und dem temporellen Uebergewichte des elektriſchen über den magnetiſchen Proceſs in der Natur.

Immerhin erſtaune der Phyſiker über dieſe Aufſchlüſſe, welche über die verborgenſten Gegenſtände der Phyſik, aus einer Noſologie und Therapie hervor

gehen. Der wunderbaren medizinifchen Lehren giebt es hier nicht weniger, und es fehlt auf keiner Seite an Veranlaffung, das Licht zu bewundern, das fich hier über die Natur ergiefst, und die Dunkelheit zur Finfternifs macht. Auch ift das Beginnen des Verfaffers, laut des Schluffes der Vorrede, kein kleines: „Der Geift der Medizin foll durchaus ein neuer wer„den, die hinfälligen Formen, in die das Volk der „Mediziner eingeroftet ift, follen zerbrochen, und im „Gegentheile auch der wiffenfchaftliche Schatten, nach „welchem fo viele Neulinge greifen, foll zerftreuet wer„den; dafür aber ftelle fich die *eigentliche* Medizin, als „das Wahre, Gute und Schöne, in allgemeiner Welt„form dar." Eine Seite hat indefs diefes Beginnen, welche der redliche Forfcher der Wahrheit nicht ohne Schmerz ins Auge faffen kann: Den Verfuch einer folchen Darftellung, von dem es zweifelhaft feyn dürfte, was für den Urheber deffelben ehrenvoller fey anzunehmen, dafs Fröhnung der Mode, oder dafs Ueberzeugung ihn hervor gebracht habe; — diefen Verfuch erhalten wir nicht etwa in einer efoterifchen Schrift, die blofs den Meiftern in der Kunft und fachverftändigen Lefern zur Prüfung vorgelegt würde, fondern in einem *Lehrbuche*, wonach fich die Jugend mit den erften Gründen der Nofologie und Therapie bekannt machen foll, und welches, ftatt wohl bewährte und gediegene Lehren zu enthalten, dem jungen Gelehrten ein Gaukeln in halsbrecherifchen Luftfprüngen als das Ziel und den Inhalt der Wiffenfchaften aufftellt. Beklagenswerthe Mifsgriffe diefer Art find in der neueften Zeit nur allzu häufig in Deutfchland gefchehen; mögen fie dem Vaterlande in den edelften feiner Spröfslinge nicht tiefere Wunden fchlagen, als jedes andere Mifsgefchick, das unfere Nation betroffen hat. *Gilbert.*

VIII.

Ein verbesserter Wegemesser für Kutschen, und Ryan's *Patent-Berg-Bohrer;*

von

EDGWORTH, Esq., zu Edgworthstown in Irland.

Der Wegemesser für Kutschen, den man in Fig. 2. Taf. IV. abgebildet sieht, ist einfacher als alle übrigen, welche mir bekannt sind, kommt nicht so leicht wie sie in Unordnung, und läſst sich an das Mittelfeld der hintern Achsen einer Postchaise oder anderer Wagen ohne Schwierigkeit anbringen.

Um die Nabe eines der Hinterräder des Reisewagens, den man mit diesem Wegemesser versehen will, läſst man einen $\frac{3}{4}$ Zoll breiten und $\frac{1}{8}$ Zoll dicken Streifen Eisen anderthalb Mahl so herum winden, und durch Schrauben befestigen, daſs er um sie eine Schraube ohne Ende von anderthalb Gängen bildet. Diese Schraubengänge greifen in die Zähne des Rades *A*, das aus Messing besteht, ein. An der Achse desselben befindet sich eine zweite Schraube ohne Ende, *B*. Sie bewegt das messingene Rad *C*, welches zugleich als Zifferblatt dient, indem es in ganze, halbe, Viertel und Achtel engl. Meilen eingetheilt ist. Die Theilstriche für Meilen sind beinahe $\frac{3}{4}$ Zoll lang, und von fern her leicht zu

erkennen. Der Zeiger *D* steht so, daſs er aus der Kutsche ohne Mühe zu sehen ist.

Die beiden Räder aus Messing sind mittelst der eisernen Arme *EE* an einen 8 Zoll langen, 5 Zoll breiten, und 2 Zoll dicken hölzernen Block *F* befestigt, der mit zwei starken Holzschrauben mit viereckigen Köpfen an das Mittelfeld anzuschrauben ist. Läſst es der Wagen zu, so befestigt man diesen Block schief auf das Mittelfeld, so daſs die eingetheilte Scheibe, um besser von dem Wagen aus gesehen zu werden, etwas schief aufwärts steigt.

Löset man den Sperrkeil *I*, der zwischen den Zähnen des Sperrrads *H* liegt, welches an der Achse des Rades *A* sitzt, so läſst sich die Achse ohne das Rad *A* drehen; dieses geschieht mit einem Schlüssel oder einer Kurbel, welche auf das viereckige Ende *K* der Achse aufgeschoben wird, und dient, das eingetheilte Rad beim Ausfahren auf den Nullpunkt zu stellen. Die lange, auf dem Blocke aufgeschraubte Feder *L*, welche auf das Rad *A* drückt, schützt dieses für zu starke Erschütterungen während des Fahrens. In derselben Absicht ist unter dem mittelsten Theile der eingetheilten Scheibe eine kleine dreieckige Springfeder angebracht.

Hat das Wagenrad genau 5 Fuſs 3 Zoll im Durchmesser, so muſs das messingene Rad, in welches der Schraubengang an jenem eingreift, 20 Zähne, und das Rad, welches als Zifferblatt dient,

dient, 80 Zähne erhalten; dieses mißt dann gerade 5 englische Meilen *). Ist das Wagenrad größer oder kleiner, so messe man auf ebenem Wege eine englische Meile ab; die Menge von Umdrehungen, welche das Rad auf diesem Wege macht, läßt sich leicht zählen, wenn man eine Rolle feinen Bindfaden an eine der Speichen bindet, und den Faden um die Nabe des fortrollenden Wagens sich aufwickeln läßt. Indem man ihn wieder abwickelt, kann man die Menge von Umdrehungen, die das Rad auf eine Viertel- oder halbe englische Meile gemacht hat, zählen **).

Bringt man an der Achse der Scheibe *C* ein Getriebe an, und unter demselben ein drittes, ebenfalls eingetheiltes und mit einem Zeiger versehenes Rad von 80 Zähnen, so kann dieser Wegemesser bis auf 400 englische Meilen fortzählen.

Ryan's *Patent-Berg-Bohrer.*

Ich benutze diese Gelegenheit, einen Versuch bekannt zu machen, den ich mit diesem Berg-Bohrer angestellt habe. Er wirkt wie der *Trepan* der Chirurgen, und schneidet ein kreisrundes Loch ein, in dessen Mitte ein Kern bleibt, der von Zeit

*) Dieses dreht sich nämlich ein Mahl herum, wenn der Wagen einen Weg von $3{,}14159 \cdot (5' + 3'') \cdot 20 \cdot 80 = 26389$ engl. Fuſs zurück gelegt hat; die engl. Meile ist aber 5280 engl. Fuſs lang. *Gilbert.*

**) Fast sollte man glauben, der Verfasser wisse nicht, aus dem leicht zu messenden Durchmesser des Rades das, was man in diesem Falle sucht, zu berechnen. *Gilbert.*

zu Zeit mittelſt eines Paars ſich ſelbſt ſchlieſsender Zungen (*ſelf cloſing tongs*) heraus gezogen wird.

Es ſcheint mir, als habe dieſe Maſchine den Beifall nicht gefunden, den ſie verdient, weil der Urheber derſelben ſeine Erfindung nicht recht geltend zu machen weiſs. Ich lud ihn daher ein, mit ihr in meinem Landſitze einen Verſuch zu machen, damit ich das Reſultat deſſelben in das Publikum bringen könne.

Zwei Arbeiter, die von Zeit zu Zeit abgelöſet wurden, bohrten durch einen Block harten Kalkſtein ein cylindriſches Loch von $5\frac{1}{4}$ Zoll Durchmeſſer hindurch; es blieb ein etwas kleinerer Kern, von $4\frac{1}{2}$ Zoll Durchmeſſer und $6\frac{3}{4}$ Zoll Höhe, den ich aufhebe. Er iſt ſo genau cylindriſch und ſo glatt, als wäre er auf der Drehbank gemacht worden, und auf der untern Seite, wo er von dem Blocke abgebrochen worden, ſieht man eine reine und deutliche Bruchfläche.

Mittelſt dieſer Vorrichtung laſſen ſich über anzulegende Bergwerke ohne groſse Koſten ziemlich genaue Ueberlegungen vorläufig machen, da der Bohrer die Probeſtücke ganz und unvermengt herauf bringt, und man kann ſchon voraus die Natur, die Härte, die Bruchart und andere Eigenſchaften der Lager in jeder Tiefe kennen lernen. — —

IX.

PREISFRAGE

der mathematischen Klasse der königl. Akademie der Wissenschaften zu Berlin, auf das J. 1811,

aufgegeben in der öffentlichen Sitzung am 3. *August* 1809.

In allen Theilen der Naturlehre, wo Mathematik anwendbar ist, liefert die Vervielfältigung der Versuche Reihen von Zahlen, denen ein Gesetz zum Grunde liegen muss, weil sie von regelmäfsig wirkenden Kräften abhängig sind. Das wahre Gesetz einer solchen Reihe in seiner einfachen Gestalt zu entdecken, ist das letzte Ziel der Versuche selbst. Es ist indessen begreiflicher Weise unmöglich, irgend einen directen Weg zu diesem Ziele zu finden. Man muss sich daher in den mehresten Fällen mit einer analytischen Formel begnügen, die zwar selten das wahre Gesetz der Reihe ausdruckt, aber doch die Beobachtungen, innerhalb gewissen Grenzen, mit einer starken Annäherung darstellt.

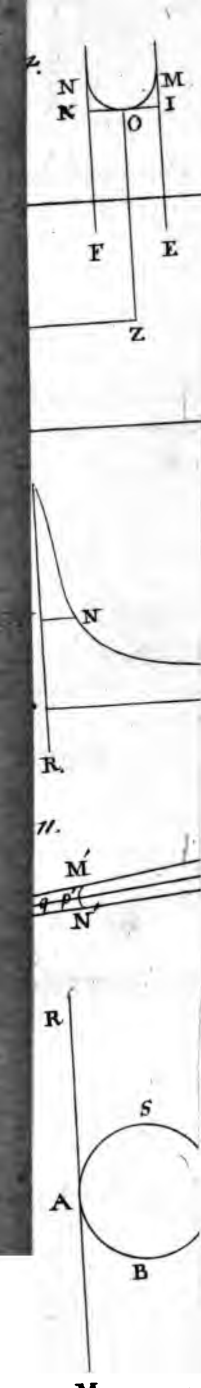
Solcher Formeln lassen sich in jedem Falle mehrere finden, indem jede Interpolations-Methode dazu dienen kann. Die bekanntesten sind diejenigen, wo die Reihe $y = a + bx + cx^2$ *etc.* oder ähnliche zum Grunde liegen. Aber einzelne Analysten haben in besondern Fällen noch andere Methoden angewendet; zum Beispiel Lambert, bei Bestimmung einer Gleichung für die Sterblichkeits-Linie. Da der erleichterte Gebrauch und die Vervielfältigung solcher Methoden, die Auffindung der wahren Naturgesetze erleichtern kann, so legt die mathematische Klasse den Gelehrten folgende Aufgaben vor:

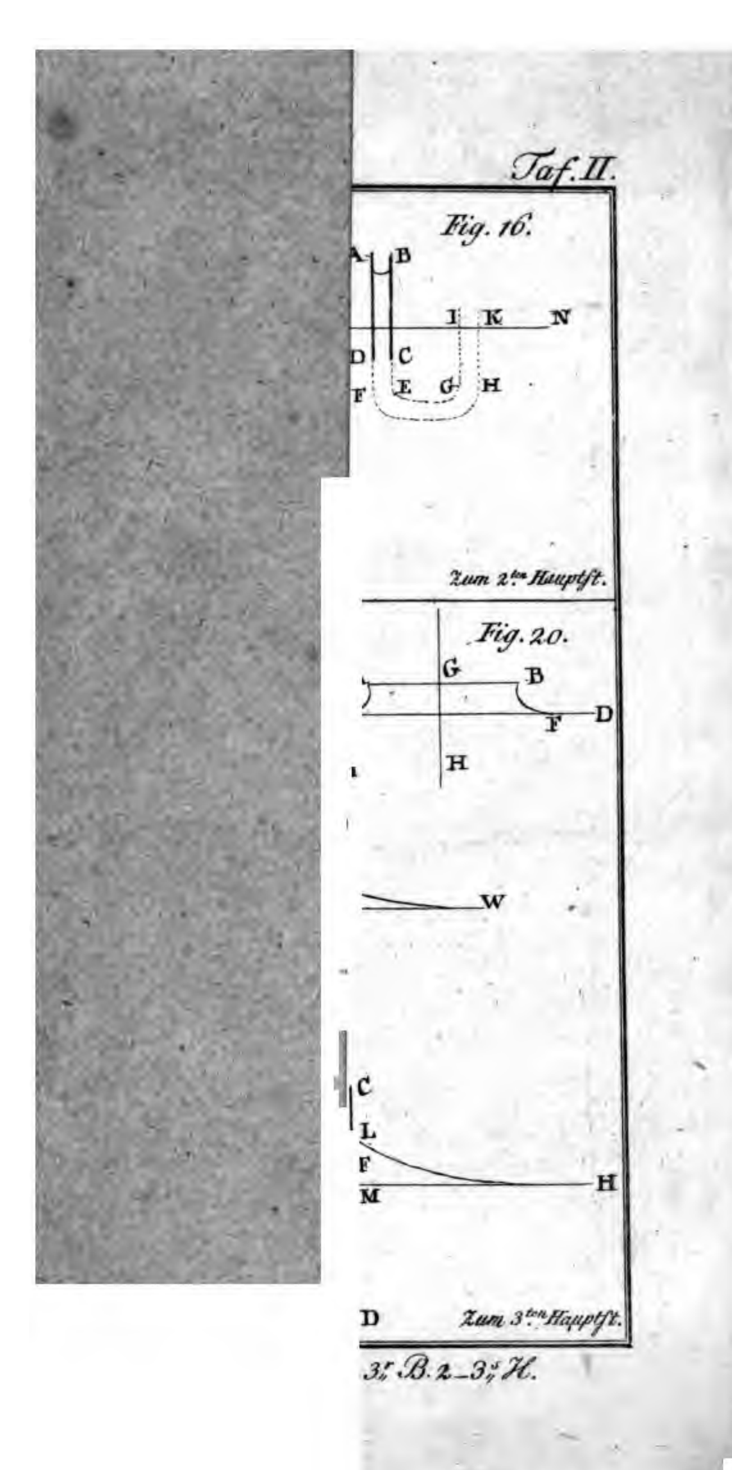
1) *In einem ſyſtematiſchen Zuſammenhange die bis jetzt bekannten Methoden kurz und deutlich zu entwikkeln, durch welche eine Folge von Gröſsen, deren Geſetz nicht bekannt iſt, in einem analytiſchen Ausdrucke, annähernd dargeſtellt werden kann.* 2) *Dieſe Methoden, wo möglich, mit neuen noch vortheilhafteren zu vermehren.*

Der Preis iſt eine goldene Medaille, 50 Dukaten an Werth, oder dieſes Geld ſelbſt. Die Abhandlungen müſſen, leſerlich geſchrieben, dem Secretair der Akademie poſtfrei zugeſchickt werden; die Verfaſſer erhalten ſie nicht zurück, ſondern man legt ſie in dem Archive der Akademie nieder. Nur bis zum 1. Mai 1811 werden Abhandlungen zur Concurrenz zugelaſſen.

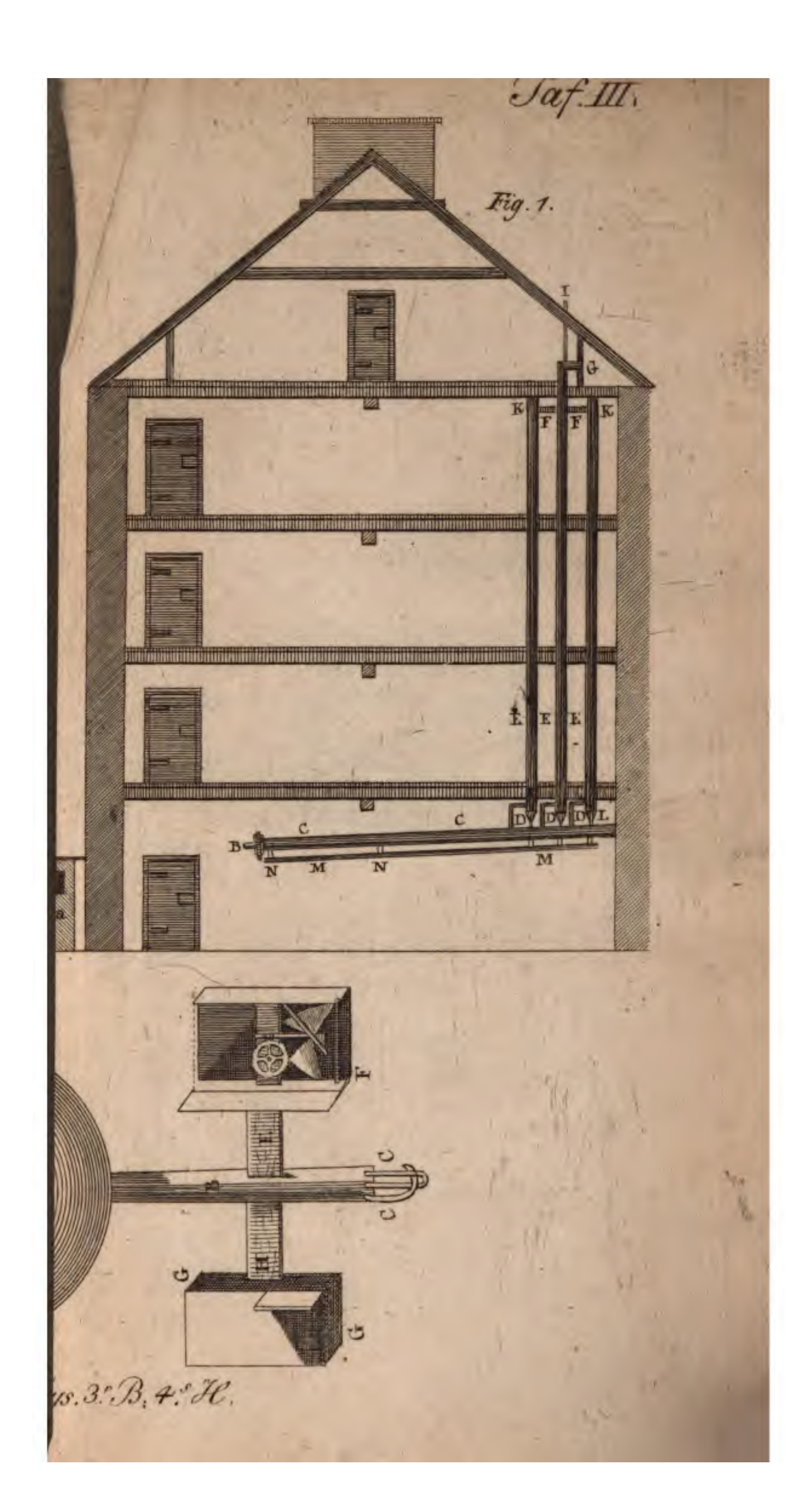
Die Preisfrage der *phyſikaliſchen* Klaſſe für das Jahr 1811 iſt ſchon vor zwei Jahren bekannt gemacht worden, und auf die beſte Beantwortung derſelben ſteht ein doppelter Preis. Sie betrifft *die Einwirkung der Elektricität und anderer rein-chemiſchen Verhältniſſe auf die Intenſität und die Modificationen der magnetiſchen Kraft.* Ausführlich findet man ſie in dieſen Annalen, B. 28. S. 373.

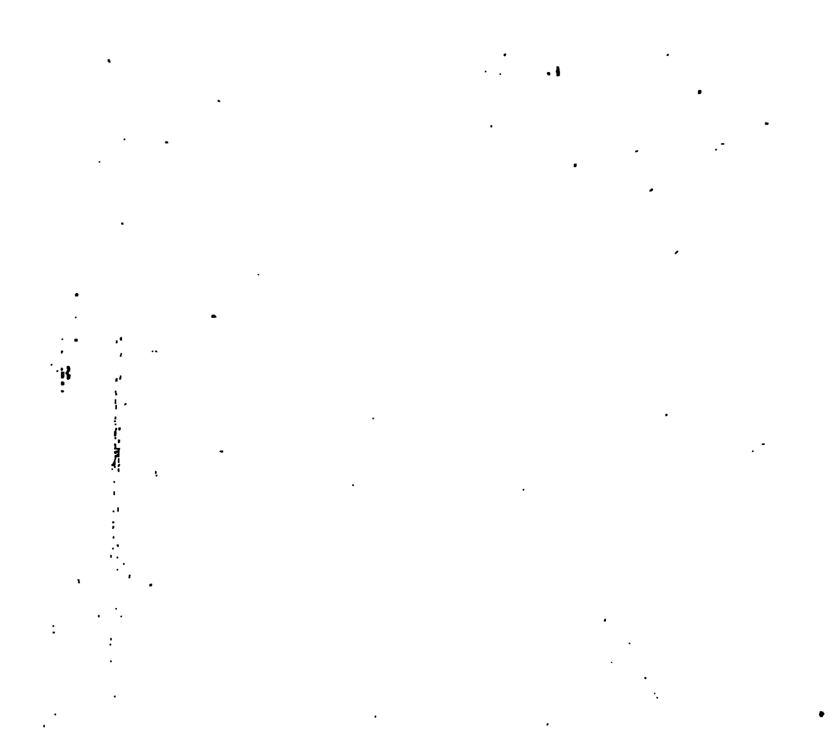
Bis zum 1. Mai 1810 iſt noch der Einſendungstermin für die Abhandlungen offen, welche ſich um den *dieſsjährigen mathematiſchen* Preis bewerben ſollen, welcher auf eine *vollſtändige Theorie des Stoſshebers* geſetzt iſt, (Ann. B. 30, S. 224).


N
M
K
I
O
F
E
Z
N
R
Ḿ
q
p'
Ń
R
S
A
B
M
Ann. d. Ph


Taf. II.
Fig. 16.
A
B
I
K
N
D
C
F
E
G
H
Zum 2ten Hauptst.
Fig. 20.
G
B
D
F
H
W
C
L
F
M
H
D
Zum 3ten Hauptst.
3r B. 2–3r H.



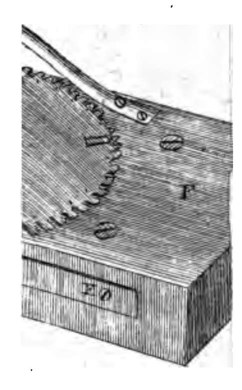

Taf. III.
Fig. 1.
I
G
K
F
F
K
E
E
E
D
D
D
L
C
C
B
N
M
N
M
F
C
C
B
H
H
G
G
ys. 3.e B. 4.e H.



g. 1.

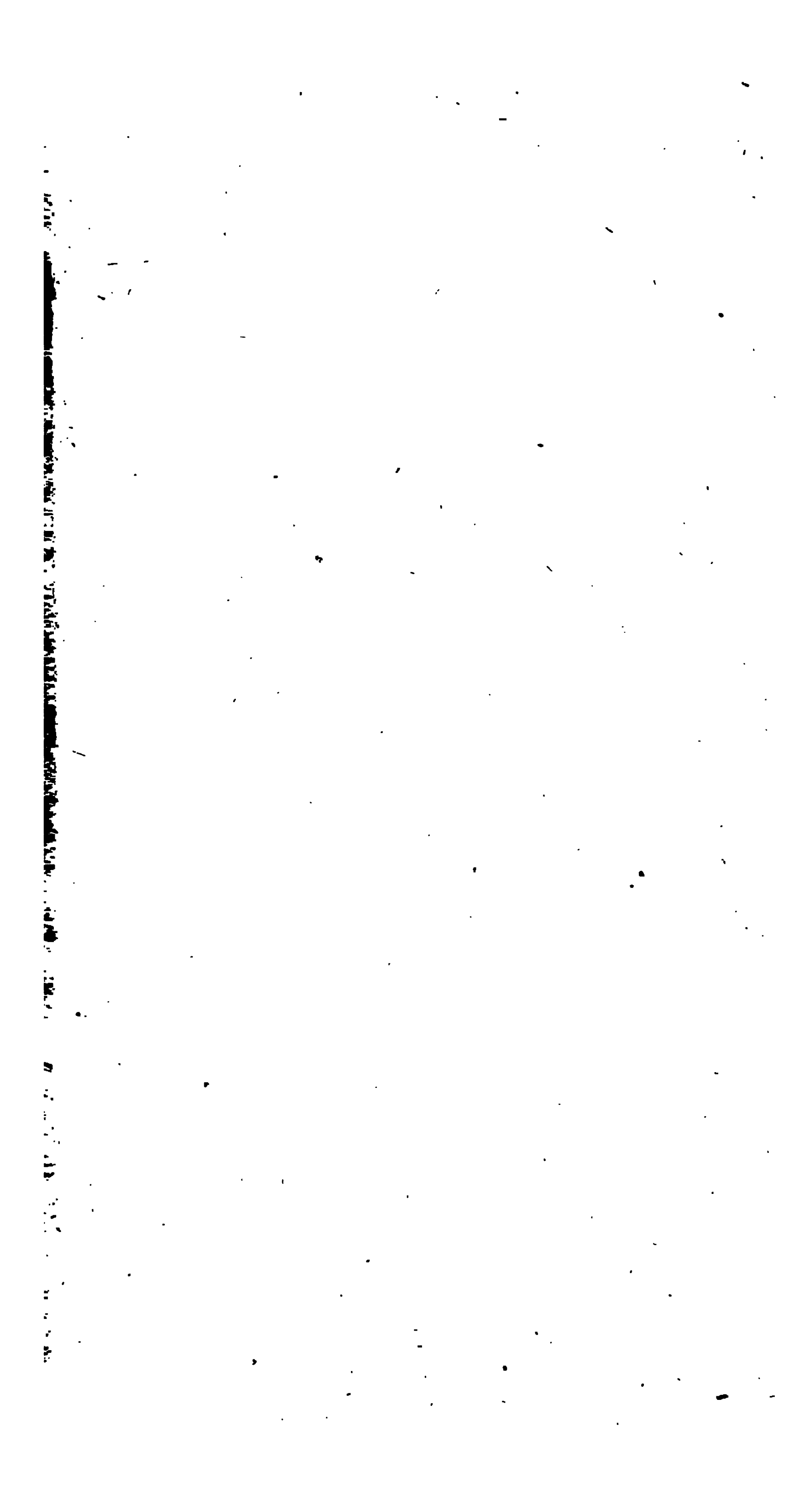


Fig. 2.

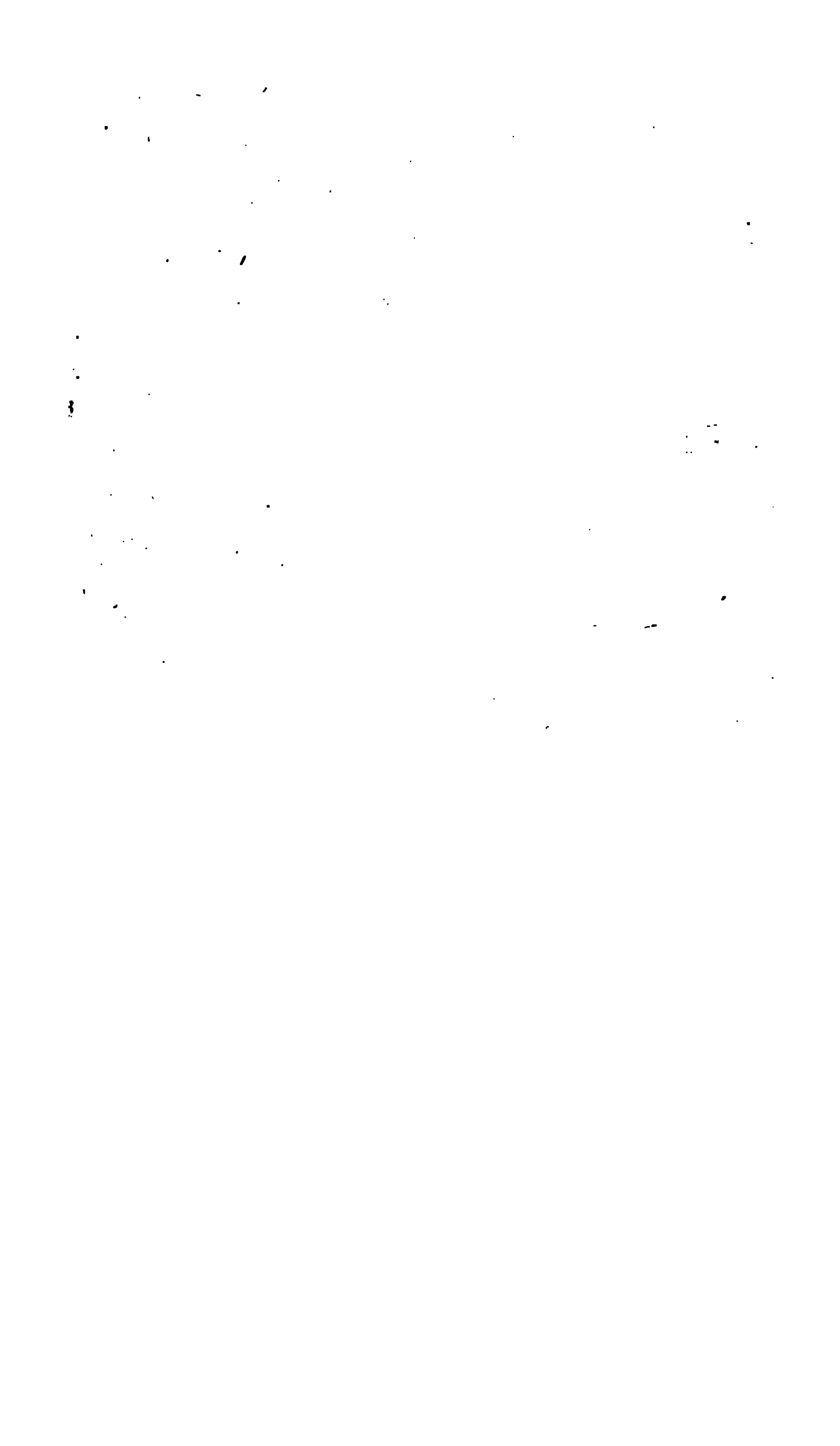


Phys. 3r. B. 4s.

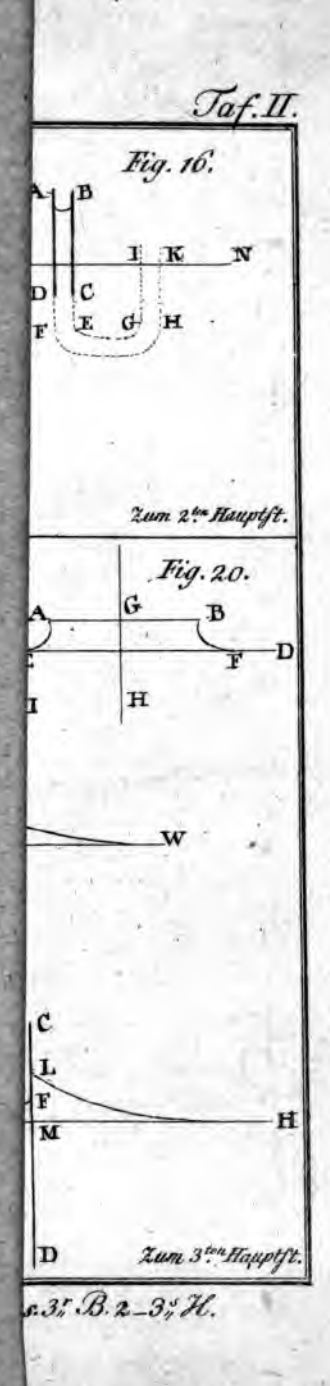




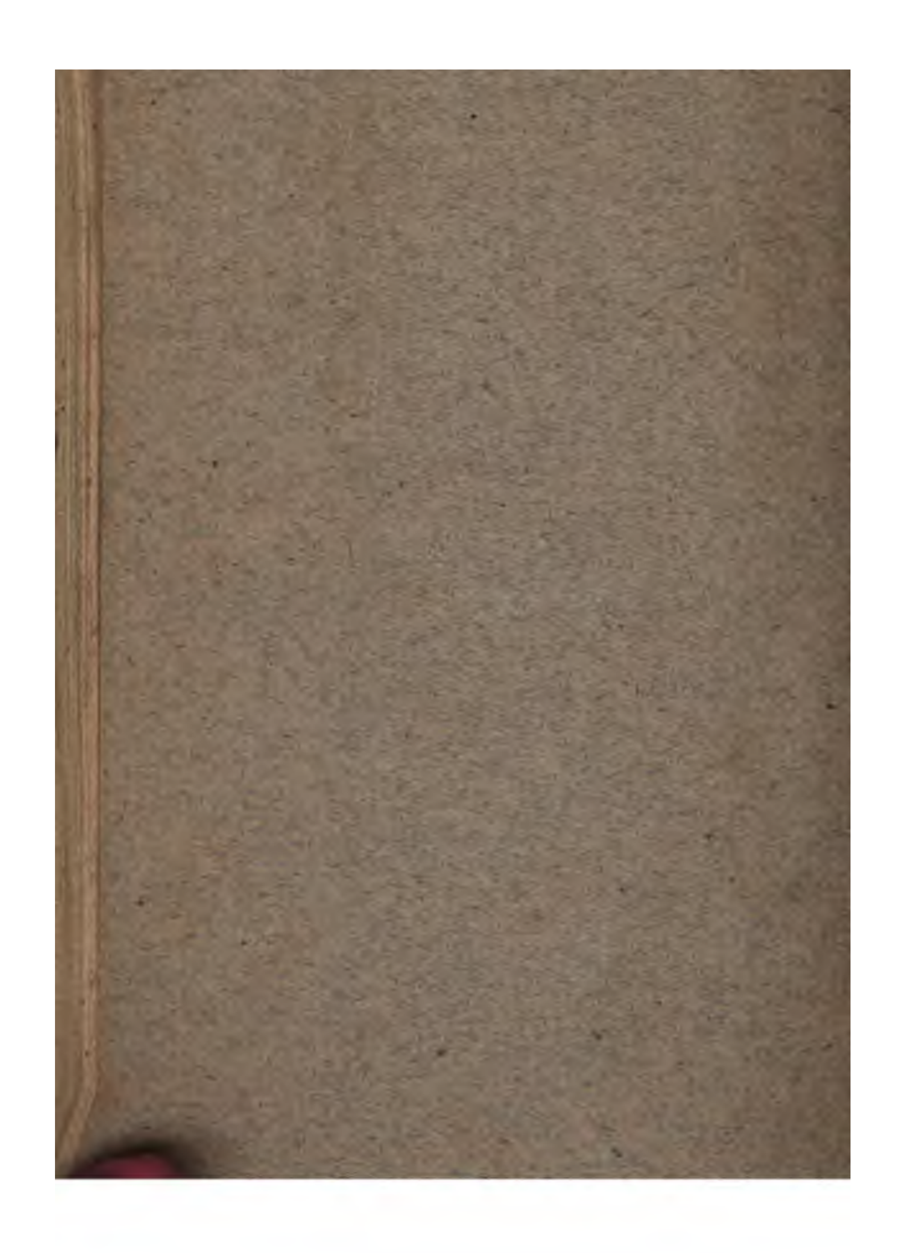


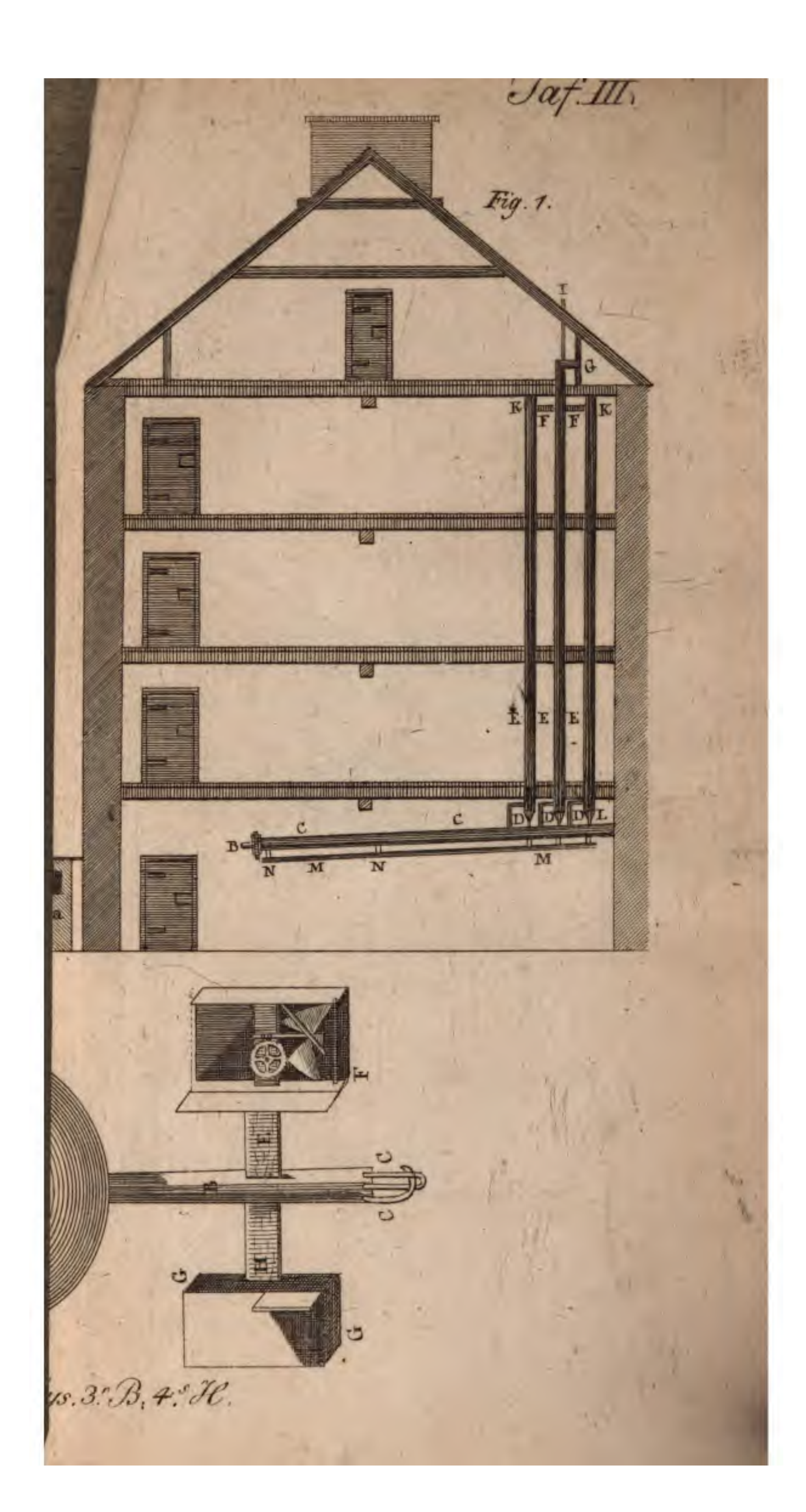


Taf. II.



.3r. B. 2–3s. H.




Taf. III.
Fig. 1.
I
G
K
F
F
K
E
E
E
D
D
D
L
C
C
B
N
M
N
M
F
E
C
B
C
H
G
G
ys. 3.e B, 4.e H.



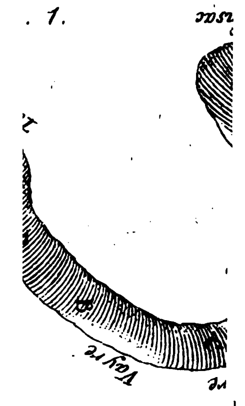
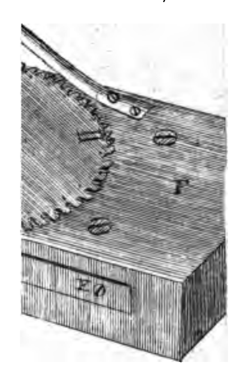


Fig. 2.



:Phys. 3.ᵉ B. 4.ᵉ







